

24

Institut für Plasmaphysik
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
des Landes Nordrhein-Westfalen

Entwurf und Bau einer Drehspiegelkamera
zur zeitlichen Auflösung von Spektren
im Wellenlängenbereich von 2000 - 7000 Å.

WAHLARBEIT

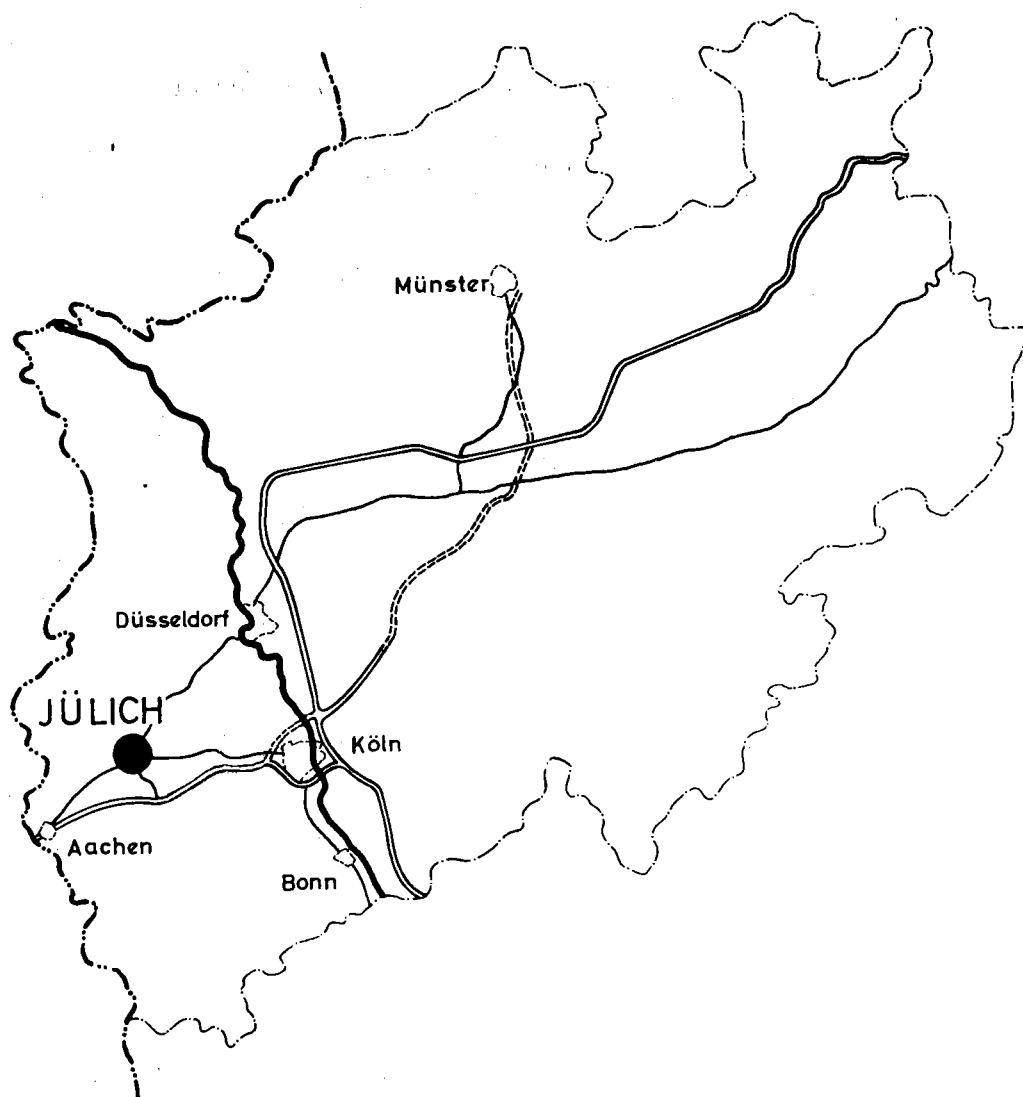
von

Heinz Hartwig

Jül - 53 - PP

Mai 1962

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 53

Institut für Plasmaphysik Jülich – 53 – PP

Dok.: HIGH-SPEED PHOTOGRAPHY-EQUIPMENT

DK 778.37 : 535 – 2/3

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Entwurf und Bau einer Drehspiegelkamera
zur zeitlichen Auflösung von Spektren
im Wellenlängenbereich von 2000 - 7000 Å.

WAHLARBEIT

von

Heinz Hartwig

Institut für Plasmaphysi-
Kernforschungsanlage Jülich

INHALTSÜBERSICHT:

1.	EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG	S: 1-2
2.	AUSFÜHRUNG	
2.1	DISKUSSION DER MÖGLICHEN METHODEN	S: 2-3
2.1.1	AUFSTELLUNG DER KAMERA ZWISCHEN LICHTQUELLE UND SPEKTROGRAPH	
2.1.1.1	ALS ZEITAUFLÖSENDES ELEMENT	S: 4
2.1.1.2	ALS VERSCHLUSS	S: 4
2.1.2	AUFSTELLUNG DER KAMERA HINTER DEM SPEKTRO- GRAPHEN	
2.1.2.1	ALS ZEITAUFLÖSENDES ELEMENT	S: 6
2.1.2.2	ALS VERSCHLUSS	S: 6-7
2.1.3	WAHL DES ANZUWENDENDEN PRINZIPS	S: 7-9
2.1.4	DIMENSIONIERUNG	S: 9-10
2.1.5	RECHNERISCHE UNTERSUCHUNG DER BILDFEHLER	S: 11-19
2.2	TECHNISCHE AUSFÜHRUNG	
2.2.1	DREHSPIEGEL	S: 19
2.2.1.1	FESTIGKEITSBERECHNUNG DES DREHSPIEGELS	S: 19-20
2.2.1.2	BERECHNUNG DER VERFORMUNG DES DREHSPIEGELS	S: 20
2.2.2	DREHSPIEGELGEHÄUSE	S: 21
2.2.3	ANTRIEB UND KUPPLUNG	S: 22
2.2.4	UMLENKSPIEGEL UND KORREKTURSPIEGEL	S: 23
2.2.4.1	STRAHLENGANG MIT UMLENKSPIEGELN	S: 23
2.2.4.2	BERECHNUNG DES KORREKTURSPIEGELS	S: 23-26
2.2.5	GEHÄUSE	S: 27
2.2.6	PLATTENANSATZ	S: 27
2.2.7	SYNCHRONISATION	S: 28-33 ~
2.3	ERGEBNISSE	S: 35-38
2.4	ZUSAMMENFASSUNG	S: 39
2.5	LITERATUR	S: 39

1. EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG.

Bei der Spektroskopie nichtstationärer Ereignisse ergibt sich die Notwendigkeit, nicht nur über die Intensität als Funktion der Frequenz, sondern auch als Funktion der Zeit Information zu erhalten. Als Detektor der Strahlung des hier interessierenden Spektralbereiches (2000 Å bis 7000 Å) stehen die photographische Platte und die Substanzen zur Verfügung, die einen lichtelektrischen Effekt zeigen. Die photographische Platte besitzt ein hohes räumliches Auflösungsvermögen (etwa 10^6 Bildpunkte pro cm^2), hat jedoch die Eigenschaft, daß die Schwärzung annähernd eine Funktion von $\lg \int I(t) dt$ ist. Es ist demnach notwendig, daß eine um das zeitliche Auflösungsintervall später auftretende Intensität einen benachbarten Bildpunkt trifft usf., daß man also eine Zeitachse einführt. Da die Platte zwei Dimensionen zur Verfügung stellt, ist es möglich, das Spektrum des interessierenden Bereichs als Funktion der Zeit aufzuzeichnen. Dazu müssen die zu einem Punkt entarteten Spektrallinien mit hinreichender Geschwindigkeit in senkrechter Richtung zur Wellenlängenchse über die Platte gewischt werden.

Von den Geräten, die den lichtelektrischen Effekt benutzen, kommen für den hier beabsichtigten Zweck nur der Sekundärelektronenvervielfacher und der Bildwandler in Betracht. Eine Einschaltung des Bildwandlers vor der spektralen Zerlegung muß ausgeschlossen werden, weil im Bildwandler die spektrale Information verlorenginge; eine zeitliche Auflösung des Spektrums durch einen nachgeschalteten Bildwandler hätte den Nachteil, daß das Auflösungsvermögen auf dem Schirm des Bildwandlers erheblich hinter dem eines guten Spektrographenobjektivs zurücksteht und dadurch die spektrale Information erheblich verringert würde. Der Sekundärelektronenvervielfacher besitzt überhaupt kein räumliches Auflösungsvermögen; mit ihm ist es nur möglich, die Intensität eines durch einen Spalt zu begrenzenden Teiles des Spektrums ($\lambda_1 \div \lambda_2$) zeitlich aufzulösen. Jede spektrale Information im Durchlaßbereich des Spaltes geht verloren, da das Ausgangssignal des SEV proportional $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) E(\lambda) d\lambda$ ist (worin $E(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode bedeutet).

Die Forderung, im Wellenlängenbereich von 2000 Å bis 7000 Å das Spektrum ohne Einbuße der maximal möglichen spektralen Information zeitlich aufzulösen, ist nach obenstehendem nur durch optische Mittel in Verbindung mit der photographischen Platte als Detektor möglich. Die zur Schaffung einer Zeitachse nötige Relativgeschwindigkeit zwischen den das Spektrum schreibenden Lichtpunkten und der photographischen Platte ist am leichtesten mit Hilfe eines Drehspiegels herzustellen. Folgende Forderungen wurden erhoben:

Auflösungszeit: 10^{-7} sec,

spektraler Durchlässigkeitsbereich: 2000 Å - 7000 Å,

zeitliche Auflösung des Spektrums durch Kombination der Kamera mit dem Spektrographen ohne bauliche Veränderung an demselben.

Da keine der auf dem Markt befindlichen Drehspiegelkamas die Forderungen erfüllen konnte und auch an anderer Stelle keine zufriedenstellende Lösung bekannt geworden war, wurde die Aufgabe gestellt, eine den obengenannten Forderungen entsprechende Drehspiegelkamera zu entwerfen und zu bauen. Die Kamera sollte darüberhinaus auch als Kurzzeitverschluß für Spektrographen und als Smarkkamera verwendbar sein.

2. AUSFÜHRUNG.

2.1 DISKUSSION DER MÖGLICHEN METHODEN.

Eine Drehspiegelkamera, die den obengenannten Forderungen gerecht werden soll, muß nach dem Prinzip der Smarkkamera gebaut werden, (siehe Bild 1)

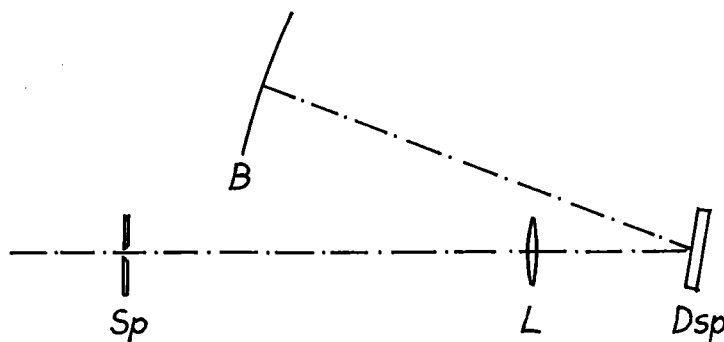


Bild 1

d.h. der Eintrittsspalt Sp wird durch das abbildende Element L über einen Drehspiegel Dsp in der Bildebene B abgebildet. Der oben geforderte Durchlässigkeitsbereich schließt die Anwendung einer Linsenoptik aus, da die bekannten Materialien im Gebiet von 2000 \AA bis 7000 \AA eine zu starke Dispersion $\frac{dn}{d\lambda}$ aufweisen, als daß die Herstellung von Achromaten möglich wäre. Man ist daher auf die Verwendung von Spiegeln angewiesen. Diese sind frei von chromatischer Aberration und gestatten eine günstige Führung des Strahlenganges (siehe Bild 2).

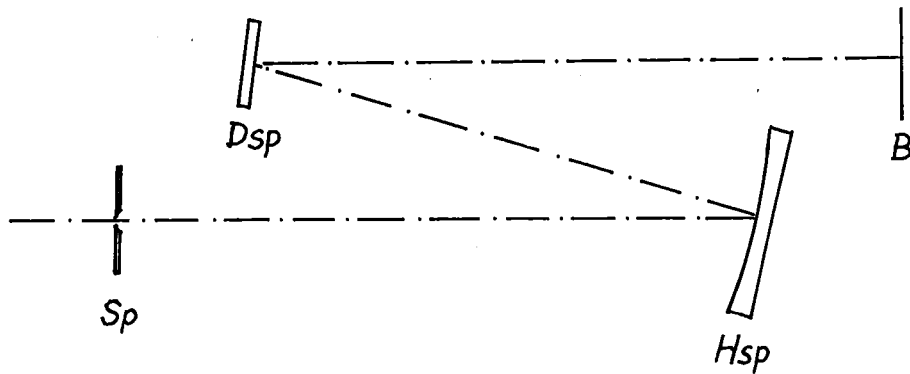


Bild 2

Sp : Spalt
Hsp: Hohlspiegel
Dsp: Drehspiegel
B : Bildebene

Die Forderung bezüglich der Kombination mit anderen optischen Geräten (in erster Linie Spektrographen) bedingt, daß die Kamera eine bauliche Einheit bildet und gestattet prinzipiell zwei Lösungen. Sie sollen am Beispiel der Anwendung in Verbindung mit einem Spektrographen diskutiert werden.

2.1.1 AUFSTELLUNG DER KAMERA ZWISCHEN LICHTQUELLE UND SPEKTROGRAPH.

2.1.1.1 ALS ZEITAUFLÖSENDES ELEMENT (siehe Bild 3).

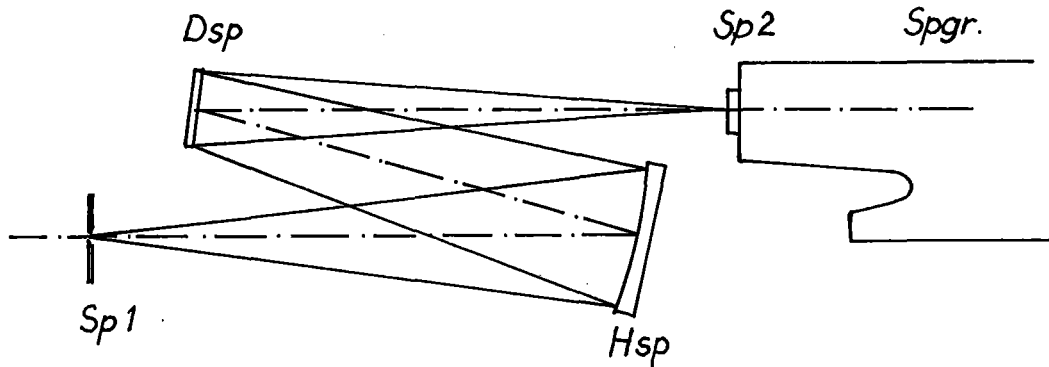


Bild 3

Sp1 : Kameraspalt

Hsp : Hohlspiegel

Dsp : Drehspiegel

Sp2 : Eintrittsspalt der Spektrographen

Die ein abbildendes optisches Gerät charakterisierenden Größen sind die relative Apertur $A = \frac{d}{f}$ (d = Durchmesser der wirksamen Blende, f = Brennweite) und der Feldwinkel $2 \arctg \frac{D}{2b}$ (D = Bilddurchmesser, b = Bildabstand). Im oben gezeichneten Fall muß die relative Apertur der Kamera mindestens gleich der des Spektrographen sein, wenn man diesen ganz ausleuchten will. Um den Feldwinkel zu berechnen, muß man die Größe des Bildes und die Bildweite abschätzen. Das Bild wird in diesem Fall eingerahmt von einem Rechteck, gebildet aus den Spaltkanten von Sp2 und den abgebildeten Spaltkanten von Sp1 (siehe Bild 4).

$$d_2 \leq 0,1 \text{ mm}, \quad d'_1 \leq 0,5 \text{ mm}, \quad b = 10^3 \text{ mm}.$$

Der hieraus errechnete Feldwinkel beträgt etwa $1,8'$.

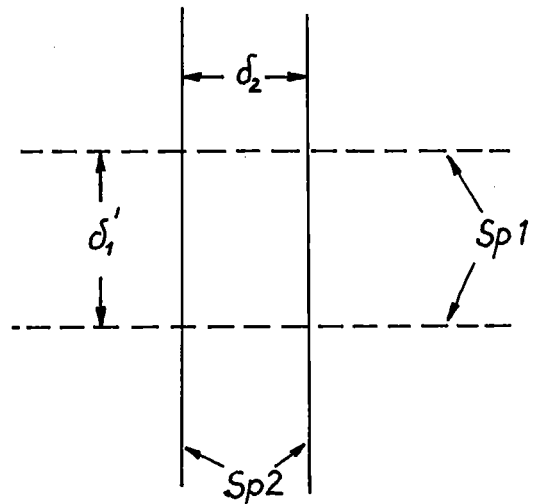


Bild 4

2.1.1.2 ALS VERSCHLUSS (siehe Bild 5).

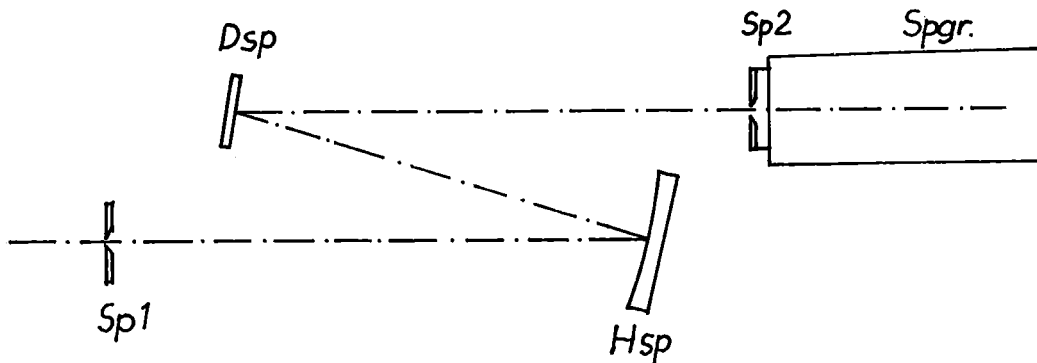


Bild 5

Für die relative Apertur gilt das gleiche wie im Fall 2.1.1.1. Für den Feldwinkel kann in diesem Fall $D = h_2$ (h_2 = Höhe des Spektrographenspaltes) gesetzt werden. Diese beträgt bei den in Frage kommenden Geräten maximal 20 mm. Der Feldwinkel wird dann $1,14^\circ$. Ergänzend sei bemerkt, daß im Fall der Verwendung als Smearkamera bei Benutzung von Kleinbilddfilm der Feldwinkel nur unwesentlich größer ist.

2.1.2 AUFSTELLUNG DER KAMERA HINTER DEM SPEKTROGRAPHEN.

2.1.2.1 ALS ZEITAUFLÖSENDES ELEMENT (siehe Bild 6).

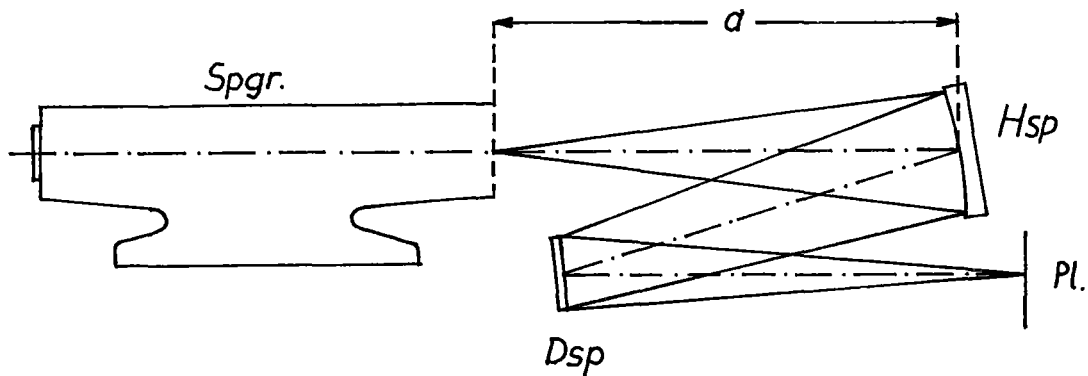


Bild 6

Auch hier muß die relative Apertur mindestens so groß wie die des Spektrographen sein, wenn man keine Lichtverluste in Kauf nehmen will. Der Feldwinkel ist hier jedoch gleich $2 \arctg \frac{B_p}{2a}$ (B_p = Breite des Plattenhalters, a = Gegenstandsweite).

Der Plattenhalter hat eine Breite von 240 mm, die Gegenstandsweite werde ebenfalls mit 1000 mm angenommen. Daraus errechnet sich der Feldwinkel zu 13° . Häufig ist jedoch der Plattenhalter stark gegen die Normalfläche geneigt, um die chromatische Aberration des Spektrographenobjektives zu kompensieren. Dadurch ergibt sich eine Verkleinerung des Feldwinkels, da statt B_p der Ausdruck $B_p \cdot \cos \varphi$ (φ = Neigungswinkel zur Normalfläche) einzusetzen ist; man muß dann aber in der Lage sein, eine Zone der Tiefe $B_p \cdot \sin \varphi$ scharf abzubilden, was nur durch Abblenden erreichbar und undiskutabel ist. Man kann diese Schwierigkeit umgehen indem man die Plattenebene der Kamera ebenfalls gegen die Normalebene neigt. Damit wäre jedoch die Schreibgeschwindigkeit nicht mehr unabhängig von der Wellenlänge.

2.1.2.2 ALS VERSCHLUSS.

Die gleiche Anordnung wie in Bild 6 wäre als Verschluss möglich, wenn man einen langen Spalt in der Plattenebene einführt.

Bezüglich relativer Apertur und Feldwinkel gilt das gleiche wie unter 2.1.2.1.

2.1.3 WAHL DES ANZUWENDENDEN PRINZIPS.

Die in 2.1.1 und 2.1.2 erarbeiteten Ergebnisse zeigen klar die Vorteile der Aufstellung der Kamera nach 2.1.1:

Kleiner Feldwinkel und damit hohe zu erwartende Bildqualität.

Keine Probleme der Tiefenschärfe.

Verwendbarkeit als Smearkamera durch Einführung einer photographischen Platte normal zur optischen Achse.

Ein Vergleich von 2.1.1.2 und 2.1.2.2 zeigt noch einen gewichtigen Vorteil der Aufstellung nach 2.1.1:

Während in der Anordnung 2.1.2.2 die Länge der Spektrallinien je nach der Dauer der Verschußzeit verkürzt erscheint, in Längsrichtung jedoch nur Information über den zeitlichen Verlauf der Linienintensität enthält, also gegenüber 2.1.2.1 keine zusätzliche Information möglich ist, gestattet es die Aufstellung nach 2.1.1.2, in der Längsrichtung der unverkürzten Spektrallinie Information über die räumliche Intensitätsverteilung der Lichtquelle zu erhalten. Zu diesem Zweck muß man die (räumlich ausgedehnte) Lichtquelle auf den Spalt der Kamera abbilden.

Während mit der Aufstellung nach 2.1.1.1 die Beobachtungsdauer des Ereignisses auf $t_B = \frac{h_2}{v_S}$ (h_2 = Höhe des Spektrographenspaltes, v_S = Schreibgeschwindigkeit der Kamera) begrenzt ist, wären mit der Aufstellung 2.1.2.1 grundsätzlich längere Beobachtungsintervalle möglich. Allerdings müßte die lichtempfindliche Schicht dann auf einem Kegelmantel liegen, was mit Platten ohnehin nicht realisierbar wäre. Ein weiterer Vorzug der Aufstellung nach 2.1.2.1 ist der, daß sie auch in Verbindung mit nichtstigmatischen Spektrographen verwendbar wäre. Da jedoch alle in Betracht kommenden Geräte stigmatisch abbilden, ist diesem Vorteil keine Bedeutung beizumessen. Wie hiermit hinreichend begründet sein dürfte, spricht der Vergleich der Aufstellungen eindeutig für die Wahl der Aufstellung 2.1.1. Eine nähere Betrachtung der Ausleuchtungsverhältnisse des Spektrographen führt zu

einer leichten Modifizierung der Aufstellung 2.1.1 (siehe Bild 7).

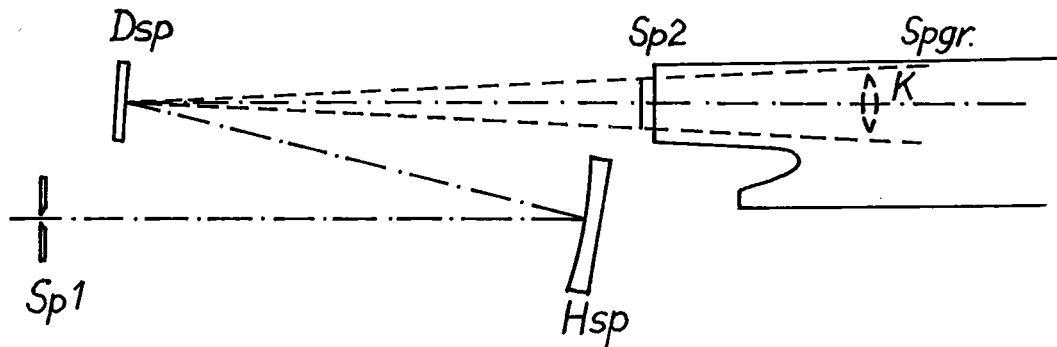


Bild 7

K = Kollimatorlinse im Spektrographen

Wie aus Bild 7 ersichtlich ist, würden die Hauptstrahlen der Bündel in den Stellungen des Drehspiegels, in denen die Enden des Spektrographenspaltes Sp2 beleuchtet werden, den Kollimator K des Spektrographen nicht mehr durchsetzen. Es würde also Vignettierung bis zur völligen Abschattung nach den Enden der Linien hin erfolgen. Dieser Fehler könnte durch Einführung einer Feldlinse vor Sp2 beseitigt werden. Eine bessere Lösung ist aber die in Bild 8 skizzierte.

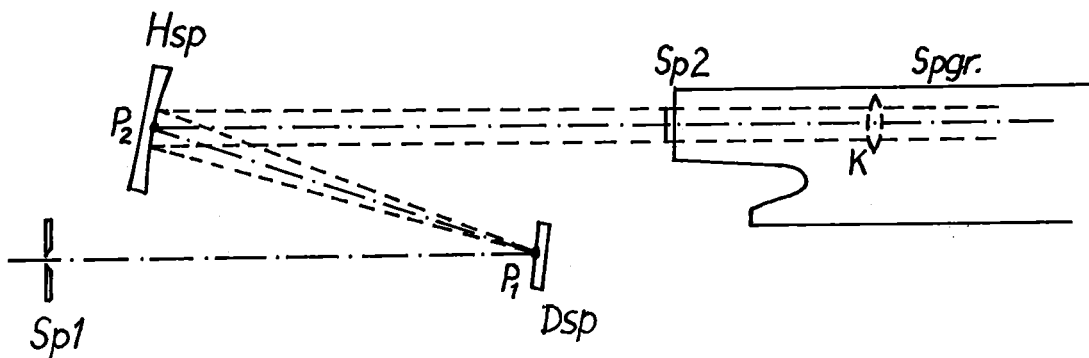


Bild 8

Drehspiegel und Hohlspiegel wurden vertauscht und der Abstand zwischen P_1 und P_2 wurde gleich der Brennweite des Hohlspiegels gemacht. Dann bleiben die Hauptstrahlen bei Drehung des Dsp in dem kleinen Bereich ($h_{2\max} = 20 \text{ mm}$) stets einander parallel. Wenn darüberhinaus die relative Öffnung der Kamera größer als die des Spektrographen gewählt wird, ist auch bei extremer Lage des Hauptstrahles der Kamera die volle Ausleuchtung des Kollimators gewährleistet. Der Durchmesser des Kollimators beträgt 56 mm, die Brennweite 600 mm. Da die Höhe des Spaltes Sp_2 20 mm ist, muß die Kamera mindestens eine relative Öffnung von $\frac{f}{500} = f : 7,6$ erreichen.

Die in Bild 8 angedeutete Anordnung der Elemente wurde endgültig gewählt.

2.1.4 DIMENSIONIERUNG.

Bei der Dimensionierung der Kamera wurde von der Auflösungszeit ausgegangen. Diese ist formuliert:

$$t_a = \frac{d'_i}{v_s} \quad (1)$$

d'_i = Breite des Bildes des Kameraspaltes.

v_s = Schreibgeschwindigkeit in der Schärfeebene.

Als Breite des Kameraspaltes und, da als inneres Abbildungsverhältnis 1 : 1 gewählt wurde, auch des Bildes des Kameraspaltes wurden $3 \cdot 10^{-1} \text{ mm}$ angenommen; ein Wert, der den experimentellen Bedingungen angemessen zu sein scheint. Als Antrieb des Drehspiegels wurde ein Mittelfrequenz-Drehstrommotor mit einer Drehzahl von $n = 500 \text{ sec}^{-1}$ in Aussicht genommen.

Die Schreibgeschwindigkeit in der Schärfeebene ist:

$$v_s = 2 R \cdot \omega = 4 \pi R \cdot n \quad (2)$$

aus (1) eingesetzt:

$$R = \frac{d'_i}{t_a 4 \pi n} = \frac{3 \cdot 10^{-2} \text{ cm sec}}{10^{-2} \text{ sec } 4 \pi 500} \approx 50 \text{ cm}$$

Bei der Anordnung nach Bild 8 ist die wirksame Lichtzeigerlänge gleich dem Abstand zwischen den Punkten P_1 und P_2 . Ebenso groß muß die Brennweite des Spiegels gemacht werden, die zu 500 mm gewählt wurde. Mit dem inneren Abbildungsverhältnis 1 : 1 werden Gegenstands- und Bildweite $a = b = 1000$ mm.

In einer Smearkamera stellt der Drehspiegel die wirksame Blende dar. Seine Höhe und Breite wurden zu 70 mm gewählt. Die reflektierende Fläche ist also 4900 mm^2 groß. Der äquivalente Kreisdurchmesser ist $d = 70 \sqrt{\frac{4}{\pi}} = 79 \text{ mm}$. Hieraus errechnet sich eine relative Apertur $A = \frac{d}{f} = \frac{79}{500} = \frac{1}{6,3}$. Sie ist hinreichend größer als die des als Vergleich genommenen Spektrographen (Hilger Medium-Quartz) mit $A = \frac{1}{11}$. Einfalls- und Ausfallswinkel zur Achse des Hohlspiegels kann man leicht bestimmen, wenn man sich vor Augen hält, daß in Höhe des Drehspiegels das austretende Bündel noch die gleiche Höhe h hat wie der Drehspiegel selbst (siehe Bild 9).

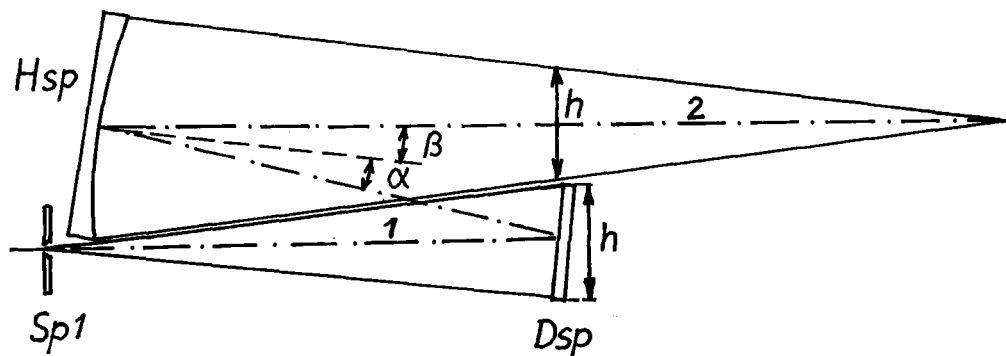


Bild 9

Der Abstand zwischen den Hauptstrahlen 1 und 2 muß deshalb mindestens gleich der Höhe des Drehspiegels sein. Wenn man berücksichtigt, daß der Drehspiegel noch von einem Gehäuse umgeben werden muß, sei ein Abstand von 90 mm angenommen. Da $\alpha = \beta$ ist, kann man schreiben:

$$\sin 2\alpha = \frac{90}{500} = 0,18,$$

daraus $\alpha = \beta = 5,2^\circ$.

2.1.5 RECHNERISCHE UNTERSUCHUNG DER BILDFEHLER.

Es soll auf Grund der in 2.1.4 gewonnenen Daten eine Berechnung der Aberrationen vorgenommen werden, die durch die Bildfehler 3.-Ordnung, sphärische Aberration, Astigmatismus und Koma hervorgerufen werden. Da die Abbildungsverhältnisse denen eines Konkavgitterspektrographen in der nullten Ordnung entsprechen, wurde die Untersuchung nach der Methode durchgeführt, die H.G. Beutler in "The Theory of the Concave Grating" [1] angegeben hat (siehe Bild 10).

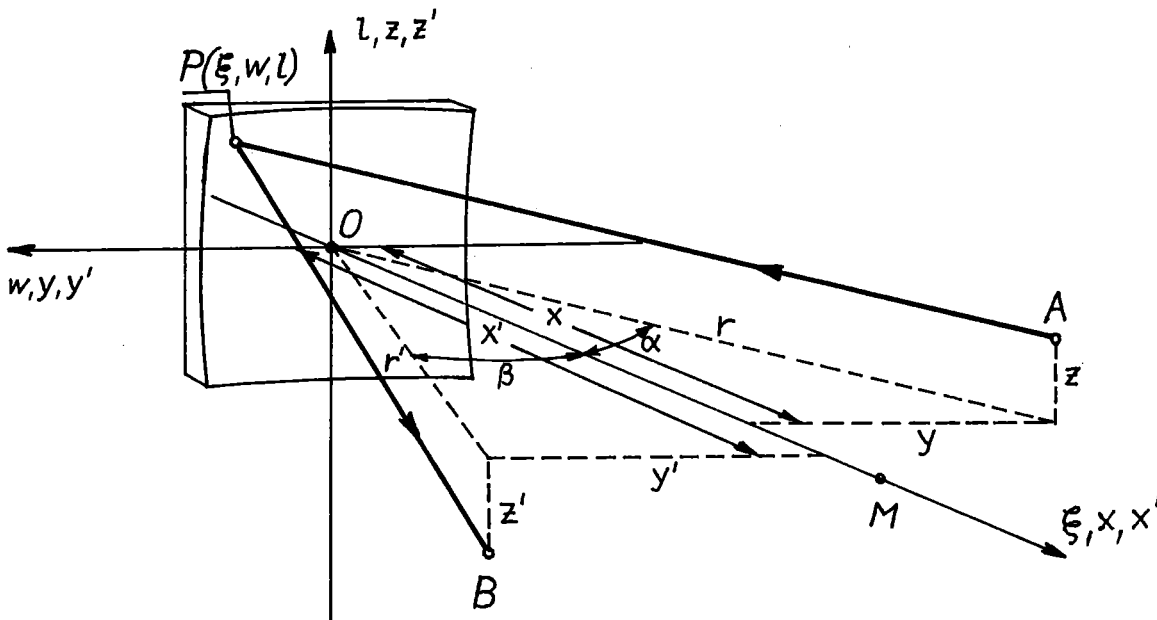


Bild 10

Der Lichtweg ist dann $F = \overline{AP} + \overline{BP}$.

In rechtwinkligen Koordinaten angeschrieben, wird:

$$\overline{AP}^2 = (x - \xi)^2 + (y - w)^2 + (z - l)^2 \quad (3)$$

$$\overline{BP}^2 = (x' - \xi)^2 + (y' - w)^2 + (-z' - l)^2$$

Durch Einführung von Zylinderkoordinaten wird:

$$\begin{aligned} x &= r \cos \alpha, \quad x' = r' \cos \beta \\ y &= r \sin \alpha, \quad y' = r' \sin \beta \end{aligned} \quad (4)$$

Da alle Punkte P auf einer Kugelfläche vom Radius R liegen, genügen sie der Gleichung:

$$(R - \xi)^2 + w^2 + l^2 - R^2 = 0 \quad (5)$$

$$\xi^2 - 2 R \xi + w^2 + l^2 = 0$$

$$\xi = R [R^2 - (w^2 + l^2)]^{1/2} \quad (5a)$$

Da uns nur Punkte der Hemisphäre mit $\xi < R$ interessieren, wird nur das negative Vorzeichen der Wurzel berücksichtigt. Reihenentwicklung gibt:

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{w^2 + l^2}{2 R} + \frac{(w^2 + l^2)^2}{8 R^3} + \frac{(w^2 + l^2)^3}{16 R^5} \\ &\quad + \frac{5 (w^2 + l^2)^4}{128 R^7} + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

Einsetzen von (4) und (5a) in (3) liefert:

$$\overline{AP}^2 = r^2 + z^2 + 2 R \xi - 2 x \xi - 2 y - 2 z l$$

Unter Benutzung von (4) und (6) für x, y, und ξ und Reihenentwicklung erhält man Ausdrücke der Form:

$$AP = F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 + \dots \quad (7)$$

$$BP = F'_1 + F'_2 + F'_3 + F'_4 + F'_5 + \dots \quad (8)$$

Die Ausdrücke für \overline{AP} und \overline{BP} lauten, getrennt tabuliert:

$$F_1 = r - w \sin \alpha \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} F_2 &= \frac{1}{2} w^2 \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{1}{2} w^3 \frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} w^4 \frac{\sin^2 \alpha}{r^2} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \dots \end{aligned} \quad (7b)$$

$$F_3 = \frac{1}{2} l^2 \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) - \frac{l z}{r} + \frac{z^2}{2 r} \quad (7c)$$

$$F_4 = \frac{1}{2} l^2 w \frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{w \sin \alpha}{2 r^2} (2 l z + z^2) \quad (7d)$$

$$F_5 = \frac{(w^2 + l^2)}{8 R^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \quad (7e)$$

$$F_1' = r' - w \sin \beta \quad (8a)$$

$$F_2' = \frac{1}{2} w^2 \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \frac{1}{2} w^3 \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \quad (8b)$$

$$+ \frac{1}{2} w^4 \frac{\sin^2 \beta}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \dots$$

$$F_3' = \frac{1}{2} l^2 \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \beta}{R} \right) - \frac{l z'}{r'} + \frac{z'^2}{2r'} \quad (8c)$$

$$F_4' = \frac{1}{2} l^2 w \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \frac{w \sin \beta}{2 r'^2} (-2 l z' + z'^2) \quad (8d)$$

$$F_5' = \frac{w^2 + l^2}{8 R^2} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \quad (8e)$$

Die Funktion $F = \overline{AP} + \overline{BP}$ ist eine charakteristische Funktion im Sinne Hamiltons; sie stellt die zulässigen Längen der verschiedenen Lichtwege dar, wenn der Punkt P über die Kugelfläche wandert. Nach dem Fermat'schen Prinzip liegt der Punkt B so, daß diese Funktion einen Extremwert für jeden Punkt P hat. Die Fokussierungsbedingung für A in B ist, daß die Extremwerte für alle Punkte P gleich sind. Die Fokussierungsbedingungen werden nach Variationsrichtungen für P getrennt. Um Licht von Punkten P entlang der w-Richtung zu fokussieren, muß die partielle Ableitung von F nach w Null werden:

$$\frac{\partial F}{\partial w} = 0 \quad (9a)$$

Für die l-Richtung muß sein:

$$\frac{\partial F}{\partial l} = 0 \quad (9b)$$

Diese partiellen Ableitungen haben die geometrische Bedeutung von Winkeln. Sind sie Null, so fällt das von A kommende, in P reflektierte Licht genau nach B. Jede Abweichung des Wertes der partiellen Ableitungen von Null bedeutet, daß Licht außerhalb von B durch die Fokalebene tritt, daß das Bild also fehlerhaft ist. Die Verschiebung des Durchtrittspunktes gegen B kann leicht berechnet werden. Der Abstand ist $r' \frac{\partial F}{\partial w}$, bzw. $r' \frac{\partial F}{\partial l}$ in einer Ebene, die normal zur Strahlrichtung durch B ist. Ist die Fokal-

ebene gegen die Normalebene um den Winkel γ geneigt, so wird der Abstand von B:

$$\Delta p = r' \frac{\partial F}{\partial l} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \quad (9c)$$

Die Reihenentwicklung für die Funktion F hat den Vorteil, daß die Größenordnung der Terme mit steigender Ordnung für kleine α und β abnimmt. Man kann so die Fehler unter Vernachlässigung der höheren Terme einzeln berechnen. Weiterhin haben die meisten Ausdrücke physikalische Bedeutung bezüglich des Bildaufbaus bzw. der Bildfehler. Die Terme $(F_1 + F_1')$ und $(F_2 + F_2')$ geben die Abbildungsbedingungen für Plan- und Hohlspiegel. $\partial(F_2 + F_2')$ muß zu Null gemacht werden. $(F_3 + F_3')$ gibt den Astigmatismus und $(F_4 + F_4')$ die Koma, während $(F_5 + F_5')$ die sphärische Aberration liefert. Die höheren Terme werden in dieser Betrachtung vernachlässigt.

Die charakteristische Funktion ist also:

$$F = F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5 + F_1' + F_2' + F_3' + F_4' + F_5' \quad (10)$$

Sie wird im Folgenden den Operationen 9a, 9b und 9c unterworfen werden. Benutzt man nur den ersten Term der Entwicklung für F, so ist:

$$\begin{aligned} F_1^0 &= F_1 + F_1' \\ &= r - w \sin \alpha + r' - w \sin \beta \\ &= r + r' - w (\sin \alpha + \sin \beta) \end{aligned} \quad (11)$$

Anwendung des Fermat'schen Prinzips $\frac{\partial F}{\partial w} = 0$ ergibt:

$$\frac{\partial F_1^0}{\partial w} = - (\sin \alpha + \sin \beta) = 0$$

daraus folgt:

$$\sin \alpha = - \sin \beta \quad (\text{Reflektionsgesetz}) \quad (12)$$

Die Betrachtung der 2. Terme liefert die Fokussierungsbedingungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(F_2 + F_2')}{\partial w} &= w \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \\ &+ \frac{3}{2} w^2 \left[\frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] \\ &+ \dots = 0 \end{aligned}$$

Das erste Glied dieses Ausdruckes wird zu Null, wenn

$$\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} = 0$$

ist oder

$$\cos \alpha \left(\frac{\cos \alpha}{r} - \frac{1}{R} \right) + \cos \beta \left(\frac{\cos \beta}{r'} - \frac{1}{R} \right) = 0.$$

Eine Lösung dieser Gleichung ist:

$$r = R \cos \alpha, \quad r' = R \cos \beta \quad (13)$$

Diese Werte machen auch das zweite Glied des obenstehenden Ausdruckes zu Null. Der Ausdruck (13) stellt die Gleichungen eines Kreises vom Durchmesser R in Polarkoordinaten dar. Da in unserem Fall $\beta = -\alpha$ ist, wird

$$r = r' = R \cos \alpha \quad (14)$$

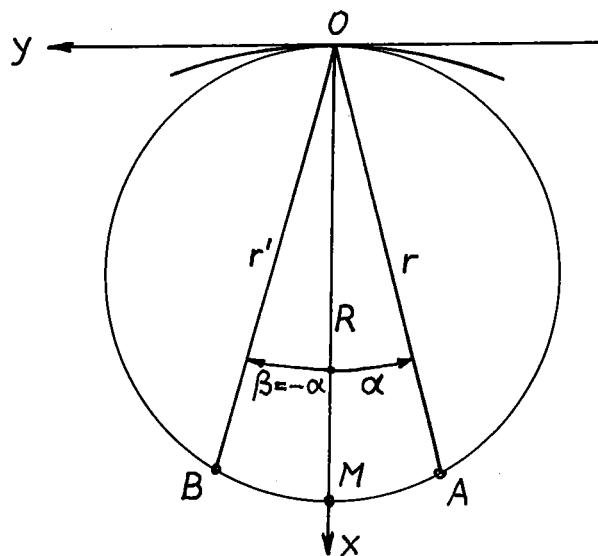


Bild 11

Kameraspalt und Platte müssen also auf einem Kreis mit dem Radius $\frac{R}{2}$ um den Mittelpunkt $x = \frac{R}{2}$ liegen, dem sogenannten "Rowlandkreis". Dieser ist der Ort minimaler Bildfehler. Die Abstände des Spaltes und des Bildes vom Scheitel des Spiegels müssen $r = r' = R \cos \alpha$ werden.

Die Terme F_3 und F_3' geben Aufschluß über den Astigmatismus.

$$F_3 + F_3' = \frac{1}{2} l^2 \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) - l \left(\frac{z}{r} + \frac{z'}{r'} \right) + \frac{z^2}{2r} + \frac{z'^2}{2r'}$$

$$\frac{\partial(F_3 + F_3')}{\partial l} = l \left(\frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) - \frac{z}{r} - \frac{z'}{r'} = 0$$

durch Einführung von (13):

$$l \left(\frac{1}{R \cos \alpha} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{1}{R \cos \beta} - \frac{\cos \beta}{R} \right) - \frac{z}{R \cos \alpha} - \frac{z'}{R \cos \beta} = 0$$

umgeformt:

$$l \left(\frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} + \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} \right) - \frac{z}{\cos \alpha} - \frac{z'}{\cos \beta} = 0 \quad (15)$$

Die Länge der astigmatischen Fokallinie erhält man leicht, indem man $z = 0$ setzt und nach z' auflöst:

$$z' = l \left(\sin^2 \beta + \sin^2 \alpha \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \right) \quad (16)$$

da $\alpha = -\beta$

$$z' = 2 l \sin^2 \alpha \quad (16a)$$

Mit $l = 140$ mm und $\alpha = 5,2^\circ$ wird:

$$z' = 280 \cdot \left(5,2 \frac{\pi}{180} \right)^2 = 2,3 \text{ mm.}$$

Da die astigmatische Fokallinie die gleiche Richtung wie die Spaltkanten im Bild $Sp'1$ des Kameraspaltes hat, wird die Auflösungszeit, für die δ_1' maßgebend ist (Formel 1), nicht beeinträchtigt. Die räumliche Auflösung in z -Richtung dagegen wird in unerträglicher Weise verschlechtert. Für die Verwendung der Kamera als Verschuß und als Smarkamera wird der Astigmatismus korrigiert werden müssen.

Für die Koma sind die Terme F_4 und F_4' maßgebend.

$$\begin{aligned} F_4 + F_4' &= \frac{1}{2} w l^2 \left[\frac{\sin \alpha}{r} \left(\frac{1}{r} + \frac{\cos \alpha}{R} \right) \right. \\ &+ \left. \frac{\sin \beta}{r'} \left(\frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \right] + \frac{w \sin \alpha}{2 r} (z^2 - 2 l z) \\ &+ \frac{w \sin \beta}{2 r'^2} (z'^2 - 2 l z') \end{aligned}$$

Die partiellen Ableitungen nach l sind unbedeutend, da sie nur geringe Abweichungen in z' -Richtung bringen; sie vermehren oder verringern den Astigmatismus geringfügig. Dagegen liefern die partiellen Ableitungen nach w Aberrationen in Richtung der Zeitachse der Kamera und müssen untersucht werden.

Die Einführung der Werte für den Rowlandkreis (Gl. 13) gibt:

$$\begin{aligned} F_4 + F_4' &= \frac{w l^2}{2 R^2} \left(\frac{\sin^3 \alpha}{\cos^2 \alpha} + \frac{\sin^3 \beta}{\cos^2 \beta} \right) - \frac{w l}{R^2} \left(z \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} + \frac{\sin \beta}{\cos^2 \beta} z' \right) \\ &+ \frac{w}{2 R^2} \left(z^2 \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} + z'^2 \frac{\sin \beta}{\cos^2 \beta} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

Die Werte für l , z und z' sind nicht voneinander unabhängig, aber durch eine frühere Formel (15) miteinander verknüpft, so daß einer von ihnen eliminiert werden kann.

Eliminierung von z bedeutet, daß z bestimmt wird durch den Wert z' in der Bildebene und durch die durch den Drehspiegel ausgeblendete Breite l des Hohlspiegels. Diese Betrachtung ist dann anwendbar, wenn der Kameraspalt hinreichend lang ist, so daß die Begrenzung durch l erfolgt. Das ist im vorliegenden Fall erfüllt.

Durch Einsetzen von (15) in (17) erhält man nach Umformung und Beschränkung auf den Rowlandkreis ($z' = 0$) endlich:

$$\begin{aligned} F_4 + F_4' &= \frac{w l^2}{2 R^2} (-\sin^3 \alpha + \sin \beta \cdot \operatorname{tg}^2 \beta \\ &+ \sin \alpha \sin^3 \beta \cdot \operatorname{tg}^2 \beta \\ &- \sin 2 \alpha \sin \beta \cdot \operatorname{tg} \beta) \end{aligned} \quad (18)$$

Unter Benutzung der Formel (9c) und Berücksichtigung des Umstandes, daß am Rowlandkreis der Neigungswinkel der Platten-ebene zur Strahlrichtung γ gleich dem Ausfallswinkel β ist, erhält man den Wert der komatischen Aberration in Richtung der Zeitachse:

$$\begin{aligned}\Delta P_c &= \frac{\partial(F_4 + F'_4)}{\partial w} R \cos \beta \frac{1}{\cos \beta} \\ &= R \frac{\partial(F_4 + F'_4)}{\partial w}\end{aligned}\quad (19)$$

Die numerische Auswertung ergibt:

$$\Delta P_c = 3,62 \cdot 10^{-3} \text{ mm.}$$

Da das Auflösungsvermögen der photographischen Emulsion nur etwa 10^{-2} mm erreicht, ist die komatische Aberration vernachlässigbar.

Wenden wir uns schließlich der sphärischen Aberration zu, die durch die Terme $F_5 + F'_5$ beherrscht wird.

$$\begin{aligned}F_5 + F'_5 &= \frac{(w^2 + l^2)^2}{8 R^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \cos \alpha + \frac{1}{r'} - \frac{1}{R} \cos \beta \right) \\ &\quad - \frac{(w^2 + l^2)^2}{8 R^2} \cdot \phi\end{aligned}\quad (20)$$

ϕ wird durch Einsetzen der Werte (13) für den Rowlandkreis:

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{1}{R \cos \alpha} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{1}{R \cos \beta} - \frac{\cos \beta}{R} \\ &= \frac{1}{R} \left(\frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} + \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} \right)\end{aligned}\quad (21)$$

Setzt man $w^2 + l^2 = \varrho^2$, so erhält man den Radius des Zerstreuungskreises in der Schärfeebene unter Verwendung von (9c) aus:

$$\begin{aligned}\Delta p_s &= R \frac{\partial(F_5 + F'_5)}{\partial \varrho} \\ &= R \frac{4 \varrho^3}{8 R^2} \left(\frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} + \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} \right)\end{aligned}\quad (22)$$

da $\alpha = \beta$:

$$\Delta p_s = \frac{\varrho^3}{R^2} \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha}$$

Die numerische Auswertung ergibt:

$$\Delta p_s = 8,2 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$$

Auch diese Aberration ist im Hinblick auf das Auflösungsvermögen der photographischen Emulsion bedeutungslos. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß von den Bildfehlern 3. Ordnung nur der Astigmatismus störend ist. Dieser kann jedoch durch Einfügung eines Zylinderspiegels in den Strahlengang korrigiert werden.

2.2 TECHNISCHE AUSFÜHRUNG.

2.2.1 DREHSPIEGEL.

Der Drehspegel besteht aus Stahl St.C.60 und hat rechteckigen Querschnitt. Die Abmessungen der verspiegelten Fläche sind 190 x 70 mm. Für den Strahlengang der Kamera wird nur eine Fläche von 70 x 70 mm benutzt; der Rest steht für den Strahlengang der Synchronisation zur Verfügung. Die spiegelnden Flächen wurden feingeschliffen, geläppt, feinstpoliert und endlich mit einer Vioflexschicht (Heräus) bedampft. Diese Schicht garantiert ein Reflexionsvermögen von etwa 90 % bis herunter zu 2000 Å. Die Zapfen des Spiegels sind in Spezial-Kugellagern der Firma Müller, Nürnberg gelagert, die die maximale Drehzahl des Spiegels von 30000 U/min zulassen.

2.2.1.1 FESTIGKEITSBERECHNUNG DES DREHSPIEGELS.

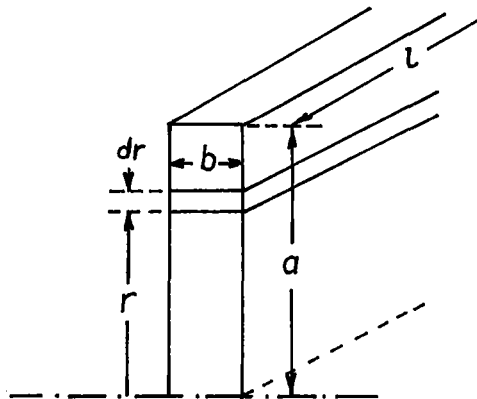


Bild 12

$$\begin{aligned} dK &= dm \, r \, \omega^2 = \varrho \, b l \, \omega^2 r \, dr \\ K_{\max} &= \int_0^a \varrho \, b l \, \omega^2 r \, dr = \varrho \, b l \, \omega^2 \frac{a^2}{2} \\ \sigma_{z\max} &= \frac{K_{\max}}{Q} = \varrho \, \omega^2 \frac{a^2}{2} \end{aligned} \quad (23)$$

mit den Zahlenwerten:

$$\varrho = 7,8 \, \text{g cm}^{-3}, \quad \omega = 2 \pi \cdot 500 \, \text{sec}^{-1}, \quad a = 3,5 \, \text{cm}$$

wird

$$\sigma_{z\max} = 4,8 \, \text{Kp mm}^{-2}$$

Die Streckgrenze des Stahles St.C.60 liegt bei $50 \, \text{Kp mm}^{-2}$, so daß eine etwa 10-fache Sicherheit gewährleistet ist. Für die zulässige Zugspannung im Drehspiegel ist jedoch die Tatsache maßgebend, daß unter dem Einfluß der Zugspannungen sich die ebenen Spiegelflächen zu konkav gewölbten Zylinderflächen verformen[2].

2.2.1.2 BERECHNUNG DER VERFORMUNG DES DREHSPIEGELS.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\max} &= \frac{\Delta r}{r} = \frac{\sigma_{\max}}{E} \\ \varepsilon_{q\max} &= \frac{\Delta b}{b} = \frac{\varepsilon_{\max}}{m} = \frac{\sigma_{\max}}{m \cdot E} \\ \Delta b &= b \frac{\sigma_{\max}}{m \cdot E} \end{aligned} \quad (24)$$

Mit den Werten

$$E = 21 \cdot 10^3 \, \text{Kp mm}^{-2}, \quad b = 15 \, \text{mm}, \quad m = \frac{10}{3}$$

wird: $\Delta b = 1,03 \cdot 10^{-3} \, \text{mm}.$

Unter den vorliegenden Verhältnissen ist die Verformung des Drehspiegels vernachlässigbar klein.

2.2.2 DREHSPIEGELGEHÄUSE.

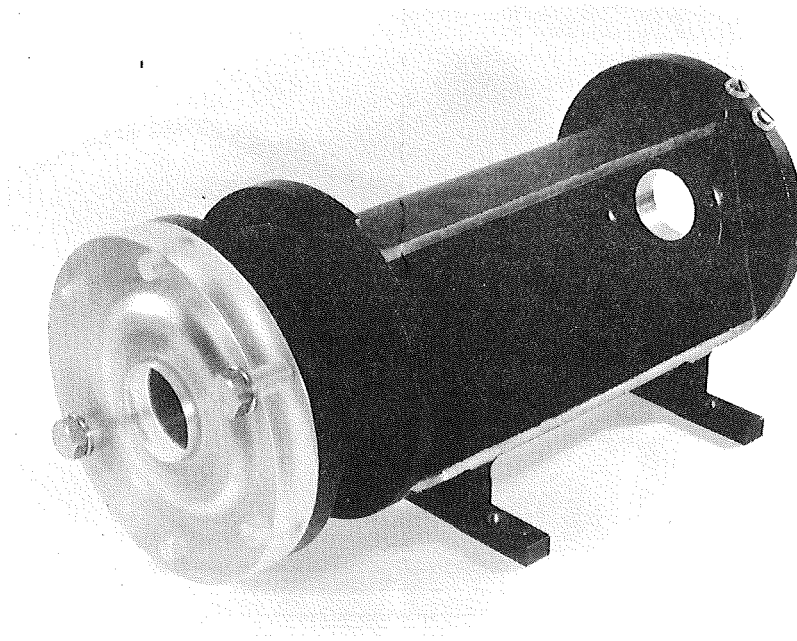


Bild 13

Das Drehspiegelgehäuse ist aus Stahlblech so geformt, daß in Richtung des ein- und ausfallenden Strahlenbündels ein Fenster offen bleibt. Es ist auf einer Seite mit einem Deckel verschlossen, der mit einem Gummiring abgedichtet wird und zur Wartung des Kugellagers geöffnet werden kann. Die andere Seite wird durch eine Wand aus Plexiglas abgedeckt, die so geformt ist, daß sie durch den Luftspalt der Zentraldrehkupplung (siehe 2.2.3) hindurchgreift. Auch hier erfolgt die Abdichtung durch einen Gummiring. Das Fenster endlich wird durch eine planparallele Platte aus homogenisiertem Ultrasil (Heräus) mit den Abmessungen 200 x 90 x 8 mm geschlossen, einem Material, dessen Absorption im geforderten Spektralbereich besonders gleichmäßig und gering ist. Diese Platte liegt auf einem Gummiraum auf, der auf das Gehäuse aufgeklebt ist. Das Drehspiegelgehäuse ist somit luftdicht geschlossen und kann durch einen auf der Rückseite vorgesehenen Stutzen ausgepumpt werden.

2.2.3 ANTRIEB UND KUPPLUNG.

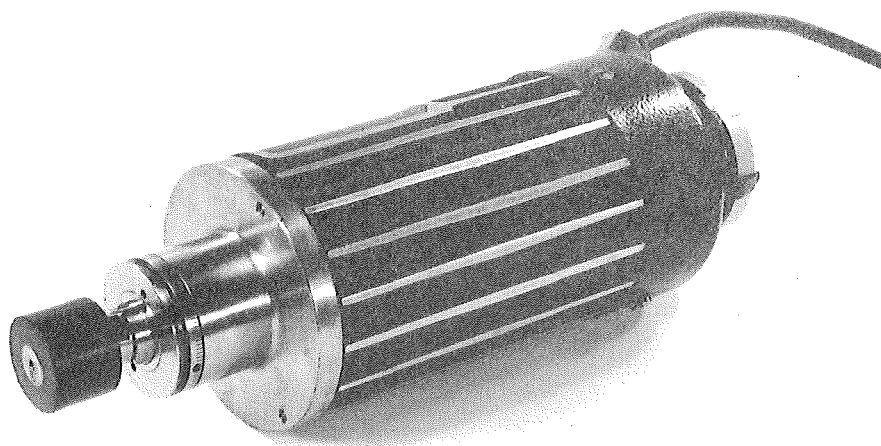


Bild 14

Der Drehspiegel wird angetrieben durch eine Schleifspindel der Fa. Müller, Nürnberg, einen Mittelfrequenz-Drehstrommotor mit einer Nennleistung von 1 KW (siehe Bild 14). Dieser Motor wird gespeist von einem Frequenzumformeraggregat, wobei die Generator-drehzahl durch ein stufenloses Getriebe im Verhältnis 1 : 9 gesteuert werden kann. Das Drehmoment des Motors wird über eine Oxit-Zentraldrehkupplung der Fa. DEW. Dortmund auf den Drehspiegel übertragen. Diese Kupplung besteht aus zwei konzentrischen Ringen aus Oxyd-Dauermagnetwerkstoff, die beide sechspolig magnetisiert sind. Sie stellt eine Synchronkupplung dar, besitzt also keinen Schlupf und kann ein maximales Drehmoment von 1300 cnp übertragen. Der Luftspalt beträgt 2,4 mm, gestattet also die Durchführung des Gehäusedeckels. Das Material des Deckels im Luftspalt der Magnetkupplung darf nur eine geringe elektrische Leitfähigkeit besitzen, um Verluste durch Wirbelströme zu vermeiden. Aus diesem Grunde wurde Plexiglas gewählt.

2.2.4 UMLENKSPIEGEL UND KORREKTURSPIEGEL.

2.2.4.1 Zur Korrektur des Strahlenganges dahingehend, daß die optische Achse für Eingang und Ausgang der Kamera (Drehspiegel in Mittelstellung des zu untersuchenden Zeitintervalls) identisch wird, wurden Umlenkspiegel eingebaut (siehe Bild 15).

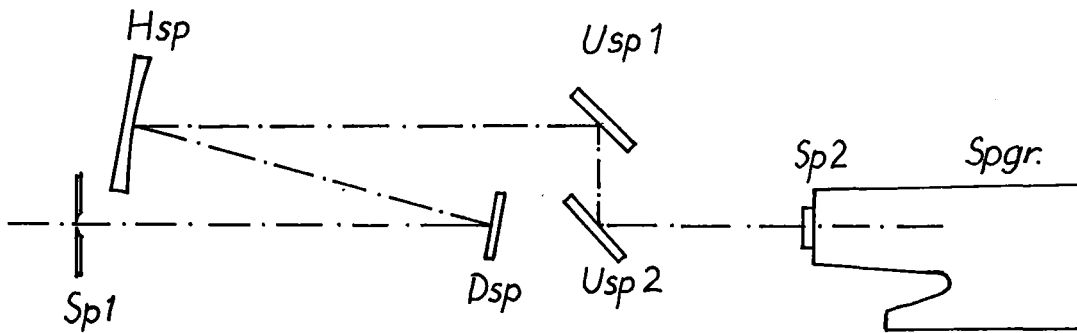


Bild 15

Diese Anordnung gestattet die Drehung der Kamera um 90° um die optische Achse ohne Änderung der Justierung und damit die wahlweise Benutzung der Kamera als zeitauflösendes Element oder als Verschuß. Darüberhinaus kann einer der Umlenkspiegel zur Korrektur des Astigmatismus des Hohlspiegels ausgenützt werden.

2.2.4.2 Der Korrekturspiegel zur Kompensation des Astigmatismus wurde nach folgender Methode errechnet:

Der Abstand l^* der zweiten astigmatischen Fokallinie vom zweiten Umlenkspiegel Usp 2 sowie der Abstand Δl_{ast} der beiden astigmatischen Fokallinien voneinander wurde gemessen (unter Verwendung eines Planspiegels als Usp 2).

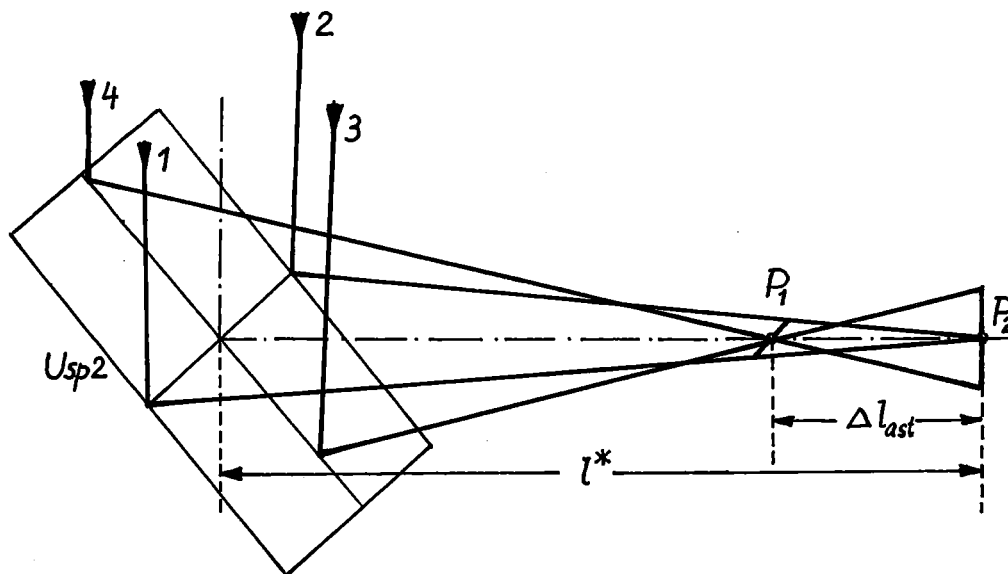


Bild 16

Es bedeutet:

- 1,2 = Strahlen, die von einem Linienelement,
 $w = \text{const.}$ des Hohlspiegels reflektiert werden.
- 3,4 = Strahlen, die von einem Linienelement
 $l = \text{const.}$ des Hohlspiegels reflektiert werden
 (siehe Bild 10).

Wie man sieht werden die Strahlen, die in der Ebene der Strahlen 1,2 liegen, im Punkt P_2 vereinigt; die Strahlen der Ebene 3,4 hingegen in P_1 . Stigmatische Abbildung wird dann erreicht, wenn die Strahlen der Ebene 1,2 sich ebenfalls in P_1 vereinigen. Dies gelingt durch Benutzung eines konkav gewölbten Zylinderspiegels als Umlenkspiegel. Zur Ableitung des Krümmungsradius gehen wir von Bild (17) aus, wobei senkrechter Einfall des Hauptstrahls auf die Spiegelfläche angenommen ist.

Es gelten folgende Beziehungen: (siehe Bild 17)

$$\text{tg } \beta = \frac{x}{l^*} ; \quad \text{tg } \beta' = \frac{x}{l^* - l_{ast}}$$

Da β und β' kleiner als 5° sind, kann $\text{tg } \beta = \beta$ und $\text{tg } \beta' = \beta'$ gesetzt werden.

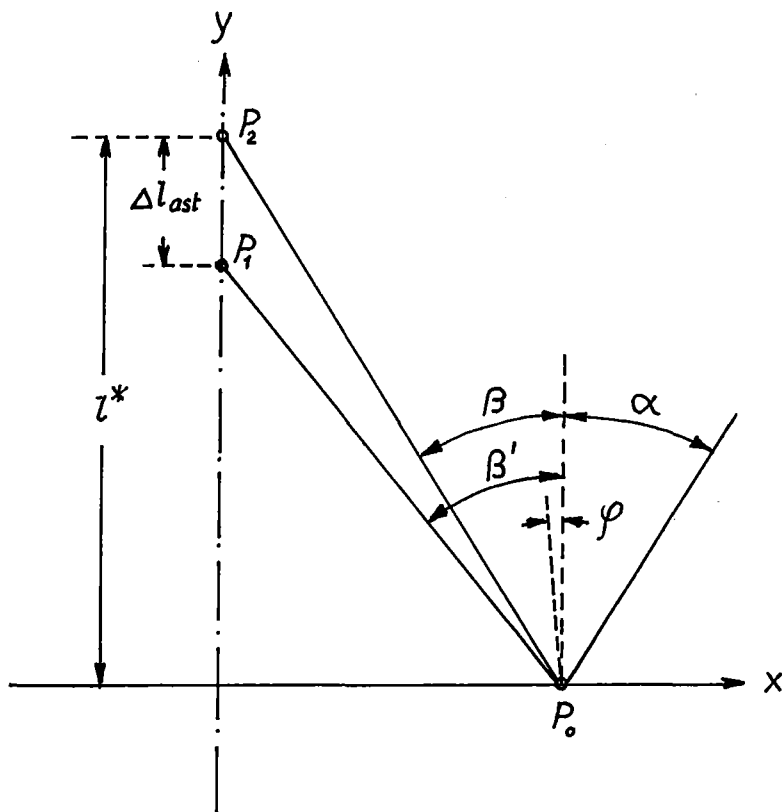


Bild 17

Es bedeutet:

$\alpha = \beta$ = Einfalls- und Ausfallswinkel des Strahles gegen die Flächennormale des Planspiegels.

β' = Ausfallswinkel des korrigierten Strahles gegen die Flächennormale des Planspiegels.

φ = Neigungswinkel der Normalen des Flächenelementes in P_0 gegen die Flächennormale des Planspiegels.

Die Bedingung dafür, daß der Strahl, der am Planspiegel nach P_2 reflektiert wird, durch P_1 geht, ist, daß das Flächenelement im Punkt P_0 um den Winkel φ gegen die Ebene geneigt ist.

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{\beta' - \beta}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{x}{l^* - \Delta l_{ast}} - \frac{x}{l^*} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{x l^* - x l^* + x \Delta l_{ast}}{l^{*2} - l^* \Delta l_{ast}} \right) \\ &= \frac{1}{2} \frac{x}{\frac{l^*}{\Delta l_{ast}} - l^*} = \frac{1}{2} \cdot \frac{x}{l^*} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta l_{ast}}{l^*} - 1}\end{aligned}$$

Da $\varphi < \beta$ ist, kann $\text{tg } \varphi = \varphi$ gesetzt werden. $\text{tg } \varphi$ ist die Steigung der Tangente an den Krümmungskreis des Zylinderspiegels, also gleich der ersten Ableitung $\frac{dy}{dx}$.

$$\text{tg } \varphi = \frac{dy}{dx} = \frac{1}{2} \frac{x}{l^*} \frac{1}{\frac{\Delta l_{ast}}{l^*} - 1} \quad (25)$$

$$x^2 + y^2 = R^2$$

$$y^2 = R^2 - x^2$$

$$2yy' = -2x$$

$$y' = -\frac{x}{y} = -\frac{x}{(R^2 - x^2)^{1/2}}$$

$$R^2 - x^2 = \frac{x^2}{y'^2}$$

$$R^2 = x^2 + \frac{x^2}{y'^2}$$

$$= x \left(1 + \frac{1}{y'^2} \right)^{1/2} \quad (26)$$

Durch Einsetzen der gemessenen Werte $l^* = 240$ mm und $\Delta l_{ast} = 24$ mm erhält man $R = 4,32 \cdot 10^2$ cm.

2.2.5 GEHÄUSE.

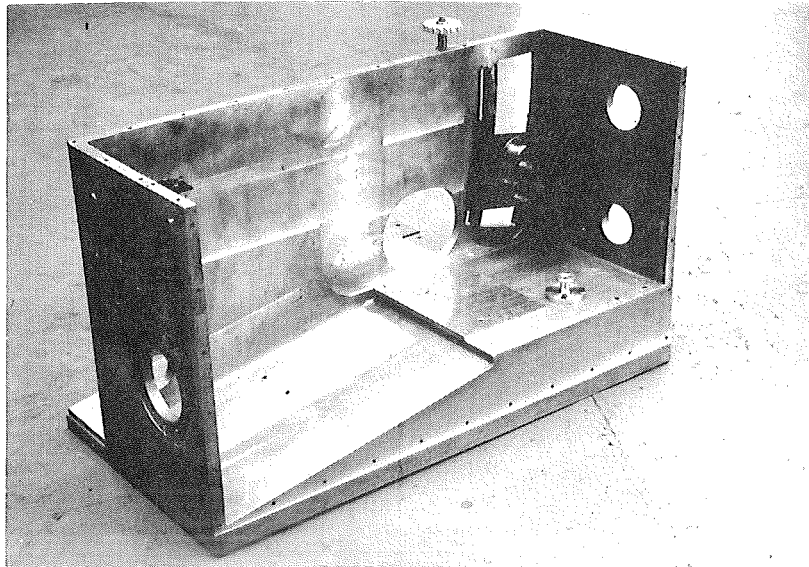


Bild 18

Das Gehäuse besteht aus einem Montagerahmen (siehe Bild 18) und zwei Abdeckblechen. Der Montagerahmen wurde aus Leichtmetall gegossen und so geformt, daß alle Elemente der Kamera justierbar und stabil montiert werden können. An den Stirnseiten des Rahmens sind zwei Flanschringe zentrisch zur optischen Achse angebracht, die nadelgelagert in zwei Lagerböcken ruhen. Dadurch kann die Kamera in diesen Lagerböcken um 90° um die optische Achse gedreht werden und so wahlweise als zeitauflösendes Element oder als Verschuß benutzt werden, ohne daß eine Umjustierung notwendig wäre. Die Abdeckbleche schließen das Gehäuse lichtdicht und sind so ausgebildet, daß durch Entfernen des einen die Synchronisierlichtquelle und die elektronischen Elemente der Synchronisation, durch Entfernen des anderen das Drehspiegelgehäuse, der Hohlspiegel, die Umlenkspiegel und die optischen Elemente der Synchronisation zugänglich sind.

2.2.6 PLATTENANSATZ.

Um die Kamera auch als Smarkamera benutzen zu können, wurde mit Teilen der Linhof-Kardan 9 x 12 cm Plattenkamera ein Plattenansatz angebaut (siehe Bild 19).

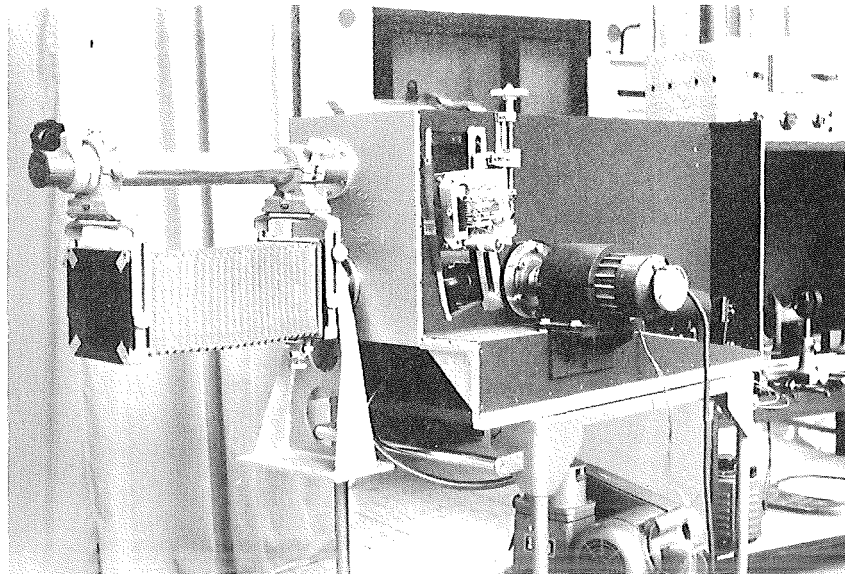


Bild 19

2.2.7 SYNCHRONISATION.

Die Schreibgeschwindigkeit der Kamera beträgt bei voller Drehzahl des Spiegels:

$$\begin{aligned} v_s &= 4\pi R n = 4 \cdot \pi \cdot 500^2 \text{ mm sec}^{-1} = \pi \cdot 10^6 \text{ mm} \cdot \text{sec}^{-1} \\ &= 3,14 \text{ mm} \cdot \mu\text{sec}^{-1} \end{aligned}$$

Die Dauer des beobachtbaren Zeitintervalls wird bei einer Spalthöhe des Spektrographen $h_2 = 20 \text{ mm}$:

$$\Delta t = \frac{h_2}{v_s} = \frac{20 \text{ mm}}{3,14 \text{ mm} \cdot \mu\text{sec}^{-1}} = 6,36 \mu\text{sec}$$

Es ist daher notwendig, die Pulslichtquelle mit der Kamera zu synchronisieren. Zu diesem Zweck muß die Kamera bei einer bestimmten Stellung des Drehspiegels einen Synchronisierungspuls erzeugen. Im Falle der Verwendung der Kamera als Verschuß wird die Verschußzeit bei einer Spaltbreite der Kamera $\delta_1 = 0,3 \text{ mm}$:

$$\Delta t_v = \frac{0,3 \text{ mm}}{3,14 \text{ mm} \cdot \mu\text{sec}^{-1}} \approx 10^{-7} \text{ sec}$$

Will man aber ein bestimmtes Zeitintervall dieser Dauer untersuchen, so ist zu fordern, daß die Streuung des Synchronisierungspulses 10^{-8} sec nicht überschreitet. Will man andere Phasen des Lichtpulses untersuchen, dann muß der Synchronisierungspuls bei anderen Stellungen des Drehspiegels erzeugt werden. Zur Erzeugung eines Synchronisierungspulses, der den genannten Forderungen gerecht wird, wurde nach folgender Methode verfahren (siehe Bild 20).

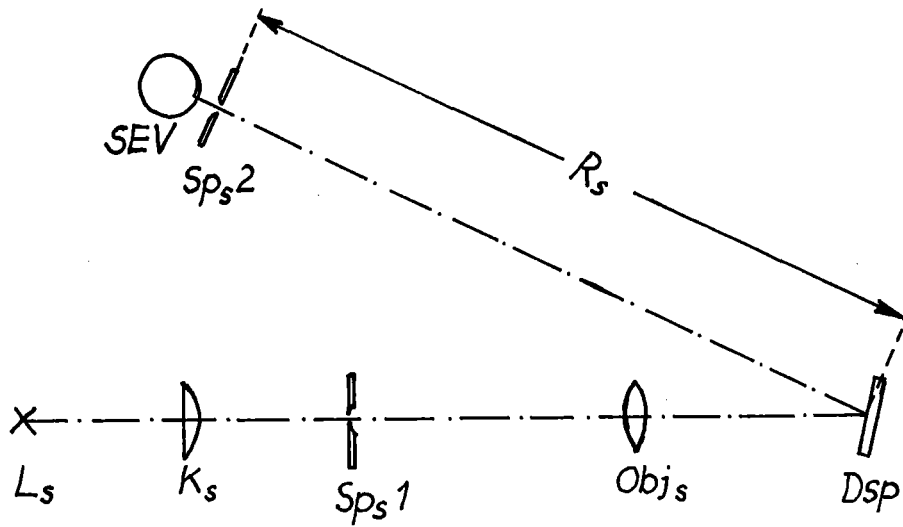


Bild 20

Der Spalt Sp_s1 , der von der Lichtquelle L_s mit Hilfe eines Kondensors K_s ausgeleuchtet wird, wird durch das Objektiv Obj_s über den Drehspiegel Dsp auf den Spalt Sp_s2 abgebildet. Das durch Sp_s2 tretende Licht fällt auf die Photokathode eines Sekundärelektronenvervielfachers SEV. Als Lichtquelle dient eine Niedervolt-Wolframlampe ($U = 6,3$ V, $N = 45$ W) mit gerader Wendel. Der Kondensor besteht aus einer sphärischen Linse mit überlagertem Zylinderschliff; er gestattet die Ausleuchtung des 1,5 mm breiten, 20 mm hohen Spaltes Sp_s1 . Das Objektiv ist ein Anastigmat mit einer Lichtstärke $f : 4,5$ und einer Brennweite von 400 mm. Die Abbildung erfolgt so, daß die Lichtzeigerlänge $R_s = 1000$ mm wird. Damit beträgt die Schreibgeschwindigkeit in der Ebene von Sp_s2 :

$$\begin{aligned} v_s &= 4 \pi R_s n = 4 \pi \cdot 1000 \cdot 500 \text{ mm sec}^{-1} \\ &= 6,28 \cdot 10^6 \text{ mm sec}^{-1} \\ &= 6,28 \text{ mm} \cdot \mu\text{sec}^{-1} \end{aligned}$$

Das Lichtsignal hinter dem Spalt Sp_s2 hat die Form eines Trapezes (siehe Bild 21).

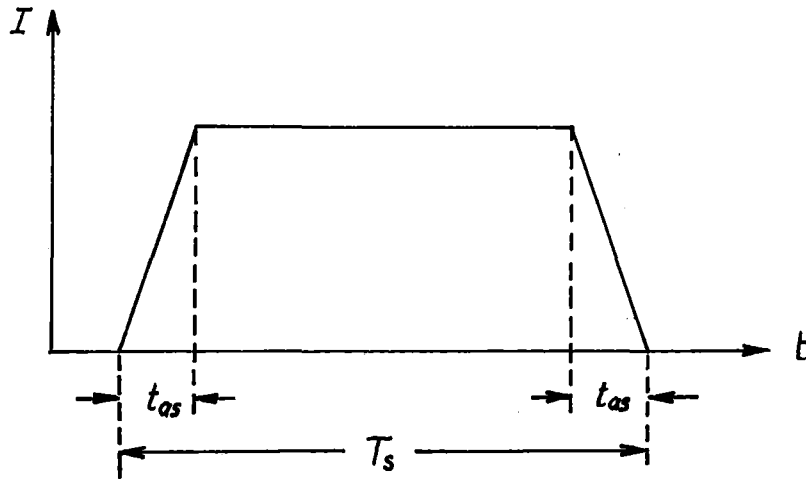


Bild 21

Die Dauer des Lichtpulses ist:

$$T_s = \frac{\delta_{1s}' + \delta_{s2}}{v_{s2}}$$

Anstiegs- und Abfallzeit des Signals:

$$t_{as} = \frac{\delta_{s2}}{v_{s2}}$$

Darin bedeutet:

δ_{s1}' = Breite des Bildes von Spalt Sp_s1

δ_{s2} = Breite des Spaltes Sp_s2

Mit den Werten $\delta_{s2} = 0,3 \text{ mm}$ und $v_{s2} = 6,28 \text{ mm} \cdot \mu\text{sec}^{-1}$ wird:

$$t_{as} = 4,8 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

Da der SEV vom Typ RCA 931 A an einem Anodenwiderstand von $3 \text{ K}\Omega$ Signale mit einer Amplitude von 40 V bei der oben genannten Anstiegszeit abgeben kann, ist man ohne Schwierigkeiten in der Lage, eine Synchronisiergenauigkeit von 10^{-8} sec einzuhalten. Wenn man nämlich mit dem Ausgangssignal des SEV einen Schmitt-Trigger-Generator ansteuert, der eine Streuung der Auslöseschwelle von 2 V besitzt, so bekäme man eine Streuung des Syn-

chronisierpulses von

$$\Delta t_s \approx \frac{t_{as}}{20} \approx 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$$

Als weitere Quelle zeitlicher Streuung wären noch die Unterschiede der Elektronenlaufzeit im SEV auf verschiedenen Bahnen zu berücksichtigen. Diese betragen aber bei der Betriebsspannung des SEV von 1 kV nur einige Nanosekunden, sind also gegenüber der Anstiegszeit des Signals, die eine Größenordnung höher liegt, zu vernachlässigen.

Um die Gesamtlänge der Kamera nicht zu groß werden zu lassen, wurde der Lichtweg der Synchronisation mehrmals durch den Spiegel umgelenkt. Folgende Anordnung wurde gewählt:

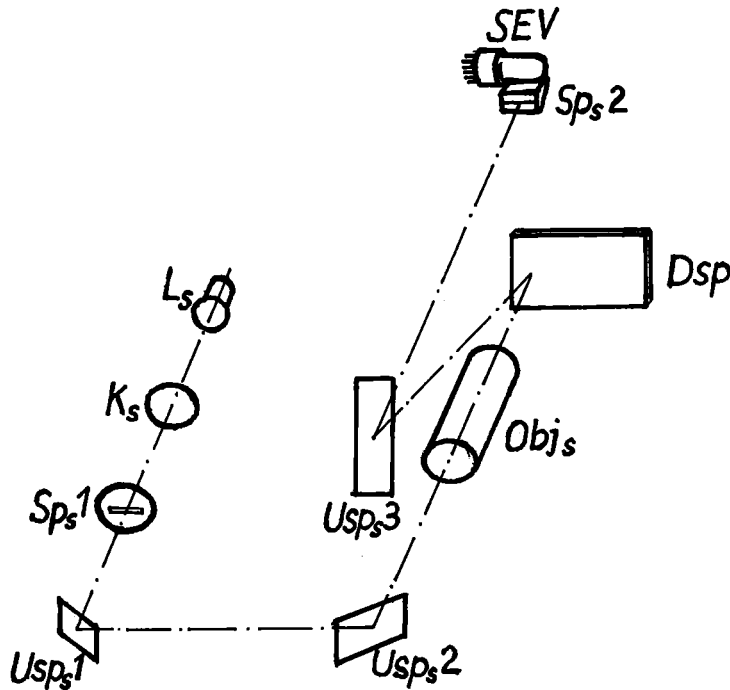


Bild 22

Lichtquelle L_s , Kondensor K_s und Spalt Sp_s1 wurden in einem Gehäuse vereinigt. Das von Sp_s1 ausgehende Licht fällt auf die Umlenkspiegel Usp_s1 und Usp_s2 und wird durch das Objektiv Obj_s über den Drehs Spiegel Dsp und den Umlenkspiegel Usp_s3 im Spalt Sp_s2 fokussiert. Der Spalt Sp_s2 wurde durch Aufdampfen einer Silberschicht auf ein 90° -Prisma realisiert, wobei der Spalt als Schatten eines Drahtes von $0,3 \text{ mm } \varnothing$ durchlässig blieb. Das aus der unbedampften Kathetenfläche austretende Licht fällt auf die Kathode des darüber angeordneten Sekundärelektronenvervielf-

fachers SEV (siehe Bild 23).

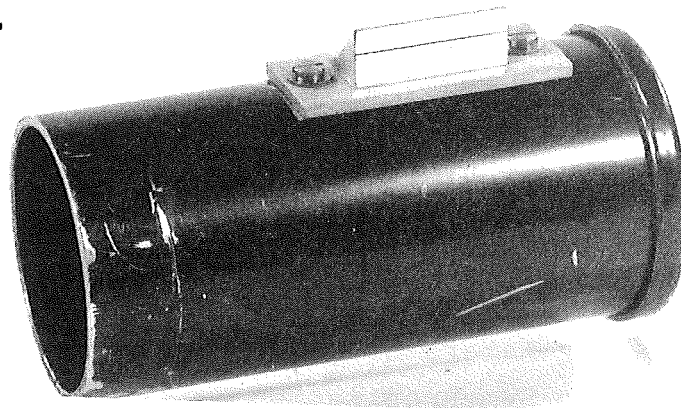


Bild 23

Der SEV wird in folgender Schaltung betrieben (siehe Bild 24):

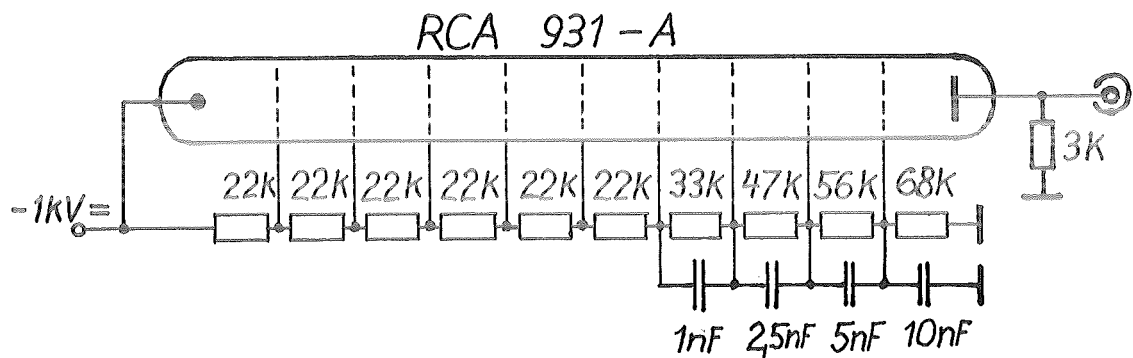


Bild 24

Da die Raumladungsdichte von Dynode zu Dynode zunimmt, wurden, um Sättigung zu vermeiden, in den letzten 4 Stufen die Spannungsteilerwiderstände und damit die Potentialdifferenzen zwischen zwei Dynoden stetig erhöht. Der Querstrom des Spannungsteilers beträgt bei 1 kV Betriebsspannung:

$$I_q = \frac{U_B}{R_{ges}} = \frac{10^3 V}{336 \cdot 10^3 \Omega} = 3 \text{ mA}$$

Da der Anodenstrom bis zu 30 mA beträgt und den Spannungsteiler teilweise durchfließt, würde er die Potentiale der Dynoden in

unerträglicher Weise verzerren, wenn man diese nicht durch Kapazitäten während der Zeit des Lichtpulses stabilisierte. Zu diesem Zweck wurden Kondensatoren den letzten Widerständen des Spannungsteilers parallel geschaltet, die so dimensioniert wurden, daß sich die Potentialdifferenzen zwischen den Dynoden während einer Mikrosekunde um maximal 1 % ändern.

Um den Zeitpunkt der Synchronisation einstellen und verändern zu können, wurde der SEV mit dem auf der Mu-Metallabschirmhaube befestigten Spalt Sp_s2 längs einer Kurve verschiebbar angeordnet, die in die Gehäusetrennwand eingefräst wurde. Ein von außen ablesbarer, auf dem SEV-Schlitten montierter Maßstab ermöglicht die reproduzierbare Einstellung des Triggerzeitpunktes (siehe Bild 24).

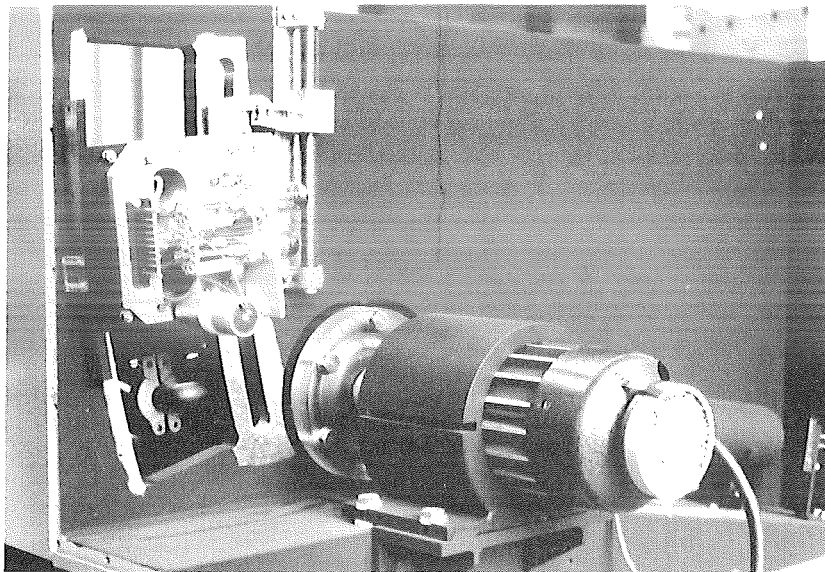


Bild 24

Die Bilder 25 und 26 zeigen die Gesamtansicht der Kamera von beiden Seiten der Gehäusetrennwand bei abgenommenen Abdeckblechen.

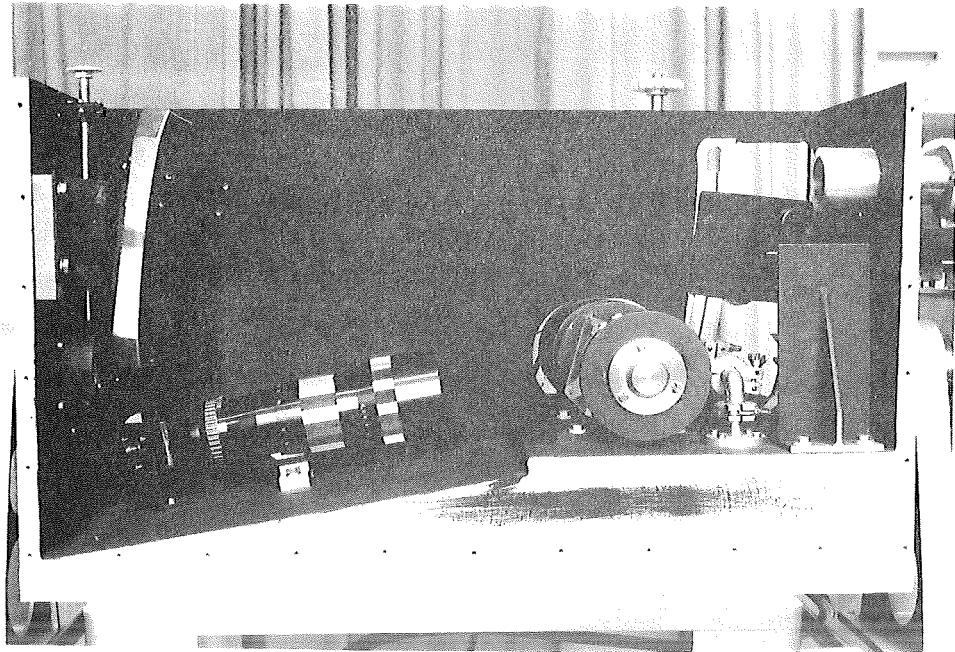


Bild 25

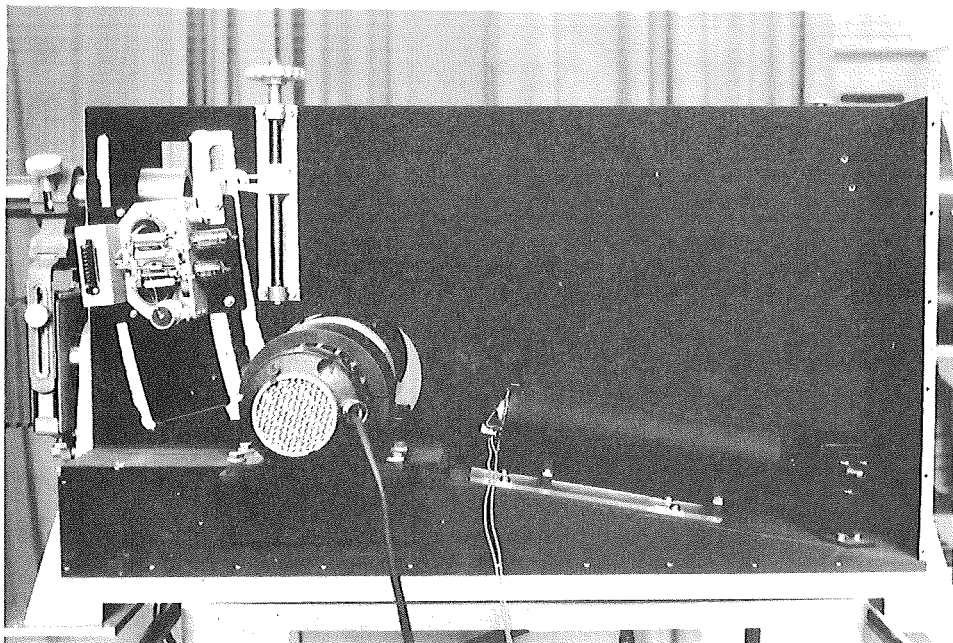


Bild 26

2.3 ERGEBNISSE.

Mit der oben beschriebenen Kamera wurden zeitaufgelöste Spektrogramme einer Kurzzeitlichtquelle hergestellt [3]. Bei der Lichtquelle handelte es sich um eine Gleitfunkenstrecke im Hochvakuum mit Lithiumelektroden, zwischen die ein geschlitzter Teflonisolator geschoben wurde. Über die Funkenstrecke wurde ein niederinduktiver Bosch-Kondensator von $0,5 \mu\text{F}$ (bzw. $7,71 \mu\text{F}$) entladen, der auf 20 kV (bzw. 16 kV) aufgeladen war. Die Auslösung der Entladung geschah durch eine Schaltfunkenstrecke, die durch den Synchronisierungspuls der Kamera getriggert wurde. Die Lichtquelle erzeugte eine Strahlung, deren Wellenlänge nachgewiesenermaßen vom kurzwelligen Vakuum-UV bis zur Rotgrenze des sichtbaren Spektrums reichte. Das Fenster aus homogenisiertem Ultrasil (Heräus) des Vakuumtopfes der Lichtquelle ließ Strahlung austreten, deren Wellenlängenbereich mit dem geforderten Durchlässigkeitsbereich der Kamera (2000 \AA bis 7000 \AA) übereinstimmte. Die Lichtquelle, d.h. der Entladungskanal, wurde mit einer Linse aus homogenisiertem Ultrasil auf den Eintrittsspalt der Kamera abgebildet.

Bild 27 zeigt das zeitaufgelöste Spektrum der Lichtquelle bei Entladung des kleinen Kondensators.

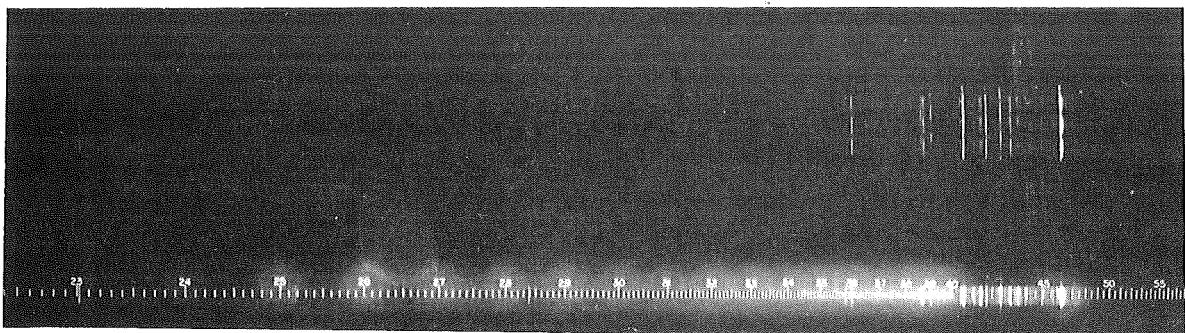


Bild 27

Die Skala gibt die Wellenlänge in 10^{-6} cm an; ihr wurde das Referenzspektrum der Lichtquelle überlagert. Das zeitaufgelöste Spektrum ist darüber sichtbar; seine Zeitachse verläuft von unten nach oben, wobei 6,3 mm zehn Mikrosekunden entsprechen.

Obwohl die Aufnahmen wegen der geringen Intensität der Lichtquelle nur mit einem Fünftel der maximalen Schreibgeschwindigkeit gemacht wurden, waren doch 300 Überlagerungen notwendig. Um Aufnahmen mit voller Schreibgeschwindigkeit der Kamera ausführen zu können, wurde die Lichtquelle mit einem größeren Kondensator (1,25 Kilojoule statt 0,1 Kilojoule) betrieben. Die Intensität der Lichtquelle war in diesem Fall so groß, daß die Aufnahme des zeitaufgelösten Spektrums von nur einer Entladung mit voller Schreibgeschwindigkeit gelang.

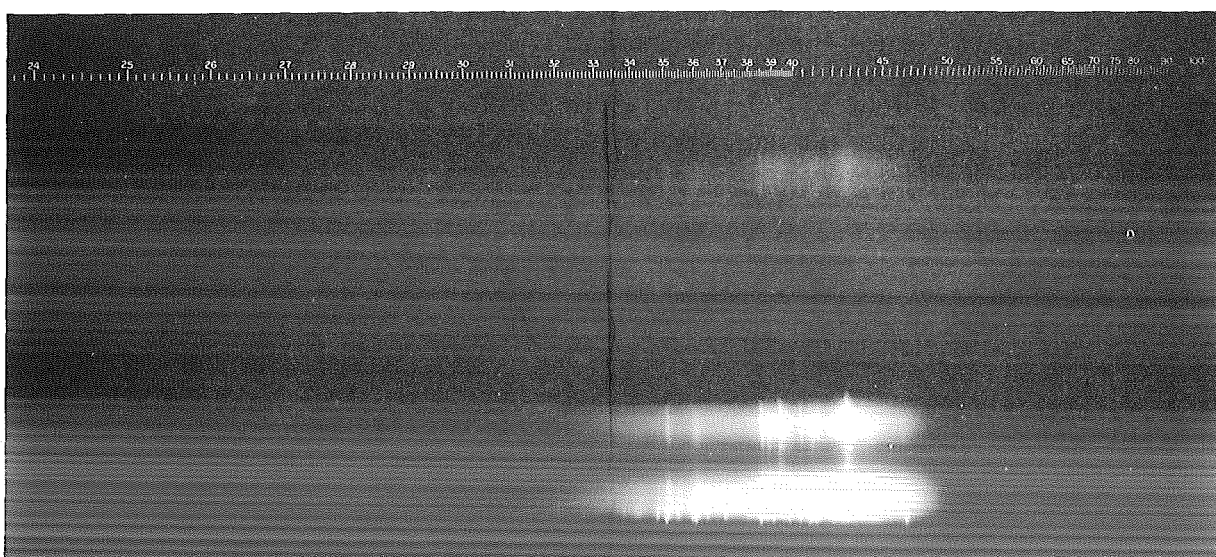


Bild 28

Bild 28 zeigt nacheinander die Wellenlängenskala in 10^{-6} cm, das Spektrum einer Entladung und das überlagerte Spektrum von 8 Entladungen. Die Zeitachse verläuft von unten nach oben; 3,14 mm entsprechen einer Mikrosekunde. Das untersuchte Zeitintervall erstreckt sich über die beiden ersten Halbwellen der Entladung. In jeder Halbwelle tritt ein dichtes Kontinuum auf; einige Linien sind im Strommaximum stark verbreitert infolge hoher Elektronendichte. Der Abstand der Maxima des Kontinuums entspricht dem photoelektrisch gemessenen Zeitintervall zwischen den Maxima des Gesamtlichts, was das Erreichen der Schreibgeschwindigkeit von 3,14 mm/ μ sec bestätigt.

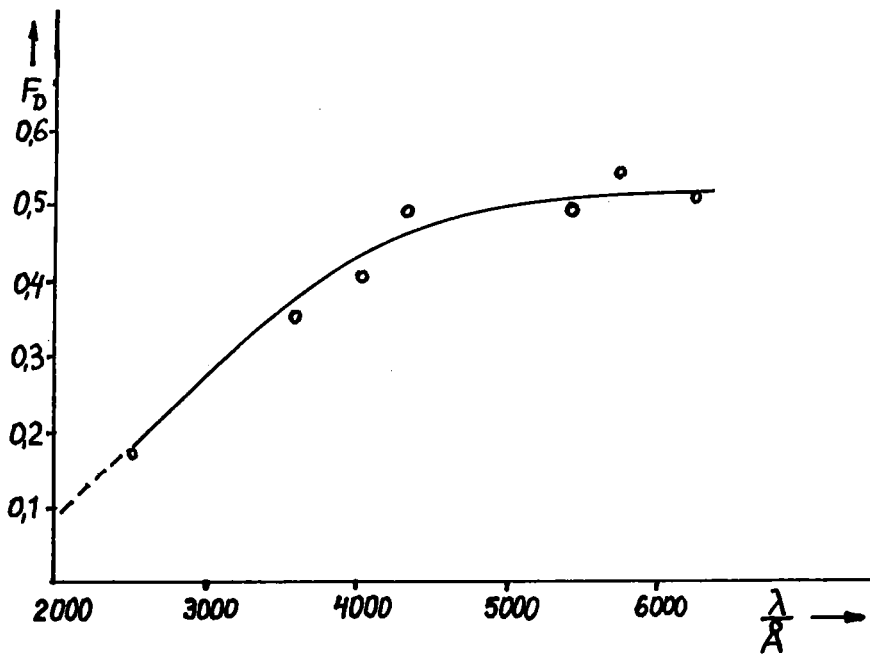


Bild 29

Bild 29 zeigte den Verlauf der spektralen Durchlässigkeit der Kamera. Er wurde nach folgender Methode ermittelt: Das Linienspektrum einer Hg-Spektrallampe wurde durch einen Gittermonochromator gefiltert.

Messung 1: Zunächst wurde das aus dem Monochromator austretende Licht durch eine Quarzlinse in der Ebene des weit geöffneten Kameraspaltes fokussiert. Dabei wurde darauf geachtet, daß der in Aufnahmestellung festgehaltene Drehspiegel nur zu einem Viertel ausgeleuchtet wurde um Vignettierung in der Kamera mit Sicherheit zu vermeiden. Hinter der Kamera wurde ein Sekundärelektronenvervielfacher so aufgestellt, daß das Bild des Austrittsspalt des Monochromators nur einen kleinen Teil der Photokathode bedeckte. Für die einzelnen Linien wurde der Anodenstrom des SEV gemessen, wobei die Betriebsspannung des SEV immer so eingestellt wurde, daß der Anodenstrom unter $100 \mu\text{A}$ blieb.

Messung 2: Danach wurde der Austrittsspalt durch die gleiche Quarzlinse direkt auf die Photokathode des SEV abgebildet und die Messung bei Einstellung der jeweils gleichen Betriebsspannung des SEV wiederholt. Die in Bild 29 aufgetragenen Werte stellen die Quotienten aus den Anodenstromwerten der Messung 1

und der Messung 2 dar.

Um die Verwendbarkeit der Kamera als Verschuß beurteilen zu können, ist der Verschußfaktor, das heißt das Verhältnis der Intensität I_1 des durch die Kamera tretenden Lichtes bei Belichtungsposition des Drehspiegels zur Intensität I_2 des durch die Kamera tretenden Lichtes in einer beliebigen anderen Position des Drehspiegels, ein wichtiges Kriterium. Will man nämlich bei einem Lichtereignis mit stark schwankender Intensität ein Intervall schwacher Intensität untersuchen, so würde bei unzureichendem Verschußfaktor eine vorangehende oder darauffolgende starke Intensität eine Messung unmöglich machen. Der Verschußfaktor der Kamera wurde photographisch nach folgender Methode gemessen:

Der Krater einer Kohlenbogenlampe wurde auf den Eintrittsspalt der Kamera abgebildet. Der Drehspiegel wurde von der Belichtungsposition ausgehend soweit gedreht, daß das Bild des Eintrittsspalt es nicht mehr auf die im Plattenhalter der Kamera eingelegte Platte fiel. Dadurch wurden Meßfehler durch Diffusions- oder Reflektionslicht der photographischen Emulsion bzw. der Platte vermieden. Sodann wurde solange belichtet, bis die Platte eine meßbare Schwärzung aufwies. Danach wurde der Drehspiegel in Belichtungsposition gedreht und bei gleicher Belichtungszeit die Intensität des in die Kamera eintretenden Lichtes durch neutrale Graufilter soweit geschwächt, daß auf der Platte annähernd gleiche Schwärzung auftrat.

Dieses Verfahren hat gegenüber der anderen Möglichkeit, durch Änderung der Belichtungszeit zur gleichen Schwärzung zu gelangen, den Vorteil, daß eine Verfälschung des Meßergebnisses durch Änderung des Schwarzschild-Exponenten α in der Beziehung $D = f(\log I \cdot t^\alpha)$, der eine Funktion der Belichtungszeit ist, vermieden wird. Der Verschußfaktor $\frac{I_1}{I_2}$ ist im vorliegenden Fall ($D_1 \approx D_2$, $t_1 = t_2$) wegen $D_1 = \text{const.}$ $I_1 \cdot F \approx D_2 = \text{const.}$ I_2 , worin F den Filterfaktor bedeutet $\frac{I_1}{I_2} \approx \frac{1}{F}$, also gleich dem Kehrwert des Filterfaktors.

Es wurde ein Verschußfaktor $F_v \approx 10^5$ gemessen.

2.4 ZUSAMMENFASSUNG.

Es wurde eine Drehspiegelkamera nach dem Prinzip der Smearkamera entwickelt und gebaut, die zur zeitlichen Auflösung von Spektrogrammen, als Kurzzeitverschuß für Spektrographen und als Smearkamera geeignet ist. Die Konstruktion wurde so ausgelegt, daß allen speziellen Forderungen, die sich aus der Spektroskopie im sichtbaren und nahen ultravioletten Spektralbereich an Experimenten mit schneller magnetischer Kompression eines Hochtemperaturplasmas ergeben, genügt werden kann. Ein Durchlässigkeitsbereich von 2000 \AA bis 7000 \AA , eine Auflösungszeit von 10^{-7} sec, eine relative Apertur von $f : 6,3$ und eine Genauigkeit der Synchronisation von 10^{-8} sec wurden erreicht. Der Umstand, daß keine der auf dem Markt befindlichen Kameras alle obengenannten Forderungen erfüllen konnte, war Anlaß zum Bau des Gerätes.

Zur Erprobung der Kamera wurden zeitlich aufgelöste Spektren einer Kurzzeitlichtquelle aufgenommen.

Die spektrale Durchlässigkeit und der Verschußfaktor der Kamera wurden gemessen.

2.5 LITERATUR:

- [1] H.G. Beutler,
The Theory of the Concave Grating,
JOSA 35/5 1945, S. 311 - 350.
- [2] T.E. Holland and W.C. Davis,
Effects of Elastic Distortion of Rotating Mirrors on Time
Resolution in Smear Cameras,
JOSA 48/6 1958, S. 365 - 371.
- [3] H. Conrads,
Hochvakuum-Gleitfunken als Lichtquelle für Untersuchungen
im Vakuum-Ultraviolett,
Diplomarbeit im Institut für Plasmaphysik der KFA Jülich,
Oktober 1961.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Fucks, Herrn Dr. Jordan, Herrn Dr. Fay und Herrn Dr. Bogen für ihr Interesse an meiner Arbeit und für anregende Diskussion, sowie Herrn Dipl. Phys. Conrads für die Mitarbeit bei den Aufnahmen an der Kurzzeitlichtquelle.

Ebenfalls danke ich Herrn Ing. Kohlhaas für wertvolle Konstruktionsarbeit, Herrn Stickelmann und Herrn Krings für die saubere Ausführung der mechanischen bzw. elektronischen Organe der Kamera.

Darüberhinaus möchte ich der Fa. Müller, Nürnberg für das freundliche Entgegenkommen danken, mit dem sie die Vorversuche am Antrieb unterstützte.

**Institut für Plasmaphysik
Kernforschungsanlage Jülich**